

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Monsieur Jean-Marc GAILLARD

PREMIÈRE THÈSE

Étude expérimentale des règles de sélection
découlant de l'existence de deux types de neutrinos

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 15 Mai 1963 devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT

A. BLANC-LAPIERRE

R. NATAF

Président

Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Monsieur Jean-Marc GAILLARD

PREMIÈRE THÈSE

Étude expérimentale des règles de sélection
découlant de l'existence de deux types de neutrinos

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 15 Mai 1963 devant la Commission d'Examen

MM. A. BERTHELOT	} Examineurs	Président
A. BLANC-LAPIERRE		
R. NATAF		

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et	Mme LE LONG	T Mathématiques (E.N.S.)
DE BROGLIE	Algèbre supérieure	BELLAI	T Géologie (S.P.C.N.)
PRENANT	T Théories physiques	COTTE	T Physique électricité
GRASSE	T Anatomie et histologie comparées	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	T Evolution des êtres	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.)
	organisés	MICHEL A.	T Chimie Minérale (Orsay)
PREVOST	T Chimie organique	OLMER	T Énergétique générale
CHAUDRON	T Chimie appliquée	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
WYART	T Minéralogie et Cristal.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
TESSIER	T Zoologie	BARHEWITZ	T Chimie Physique
MANGENOT	T Biologie Vég. (Orsay)	BROSSEL	T Physique atomique
AUGER	T Physique quantique et	BUSER	T Physiologie comparée
	Relativité	CAMUS	T Physiologie Vég. BMPV
MONNIER	T Physiologie Générale	CASTAING	T Physique (Orsay)
PIVETEAU	T Paléontologie	CURIEN	T Minérale, et Cristallog.
ROCARD	T Physique (E.N.S.)	MOYSE	T Physiologie Vég. (Orsay)
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.)	NOIROT	T Evolution des Êtres Org.
LAFFITTE	T Chimie générale	PANNETIER	T Chimie générale (Orsay)
FAVARD	T Géométrie supérieure	POSSOMPES	T Zoologie
COULOMB	T Physique du Globe	PULLMANN	T Chimie théorique
Mlle COUSIN	T Biologie Animale (SPCN)	TEILLAC	T Physique Nucl. et Radio-
CHRETIEN	T Chimie minérale		activité
DRACH	T Zoologie	TONNELAT	T Biologie Physico-chim.
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	VILLE	T Econométrie
EPHROSSI	T Génétique	WILLEMART	T Chimie (P.C.B.)
RIVIERE	T Géologie SPCN et sédim.	DODE	T Chimie (Orsay)
GAUTHERET	T Biologie Vég. (P.C.B.)	FREYMAN	T Recherches Physiques
LUCAS R.	T Recherches Physiques	GUINOCHET	T Biol. Vég. SPCN (Orsay)
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	ROLLET	T Chimie (P.C.B.)
ARNULF	T Optique appliquée.	Mlle JOSIEN	T Chimie S.P.C.N.
MORAND	T Physique Enseignement	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.)		théorie des groupes
FORTIER	T Mécanique exp. des Fluides	ARNOULT	T Electronique (Orsay)
DANJON	T Astronomie	CHAPELLE	T Physique (Orsay)
PETIT	T Biologie maritime	DELANGE	T Mathématiques (Orsay)
QUENEY	T Météorologie et dynamique	DENY	T Mathématiques Gén. Orsay
	atmosphérique	GERMAIN	T Mécan. théor. des Fluides
GALLIEN	T Embryologie	LUCAS G.	T Géologie
EICHHORN	T Botanique	ALLARD	T Chimie Physique
DE CUGNAC	T Biologie Végétale (SPCN)	BERTHELOT	T Phys. Fondamentale des
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique		Hautes Energies (Orsay)
THELLIER	T Physique du Globe	BRICART	T Météorologie et phys. de
L'HERITIER	T Biologie Générale (Orsay)		l'atmosphère.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)	Mme ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie
PONCIN	T Mécanique Générale	FRIEDEL	T Physique des Solides (Ors)
DUBREIL	T Arithmétique et théorie	M. JULIA	Études des Moléculaires
	des Nombres		naturelles complexes
QUELET	T Chimie Organique	LENDER	T Biol. Animale (SPCN) Orsay
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	MAGAT	Physico-chimie des radio-
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire		éléments
CUVILLIER	T Micropaléontologie	Mlle QUINTIN	T Electrochimie
JUNG	T Pétrographie	MONOD	T Chimie du métabolisme
TRILLAT	T Microscopie et diffrac-	BENOIT	T Physiol. Anim. (Orsay)
	tion électronique	DE POSSEL	T Analyse numérique
WIEMANN	T Chimie organique et struc.	CHARLOT	T Chimie analytique
JACQUINOT	T Spectroscopie et physique	HAISSINSKY	T Radiochimie
	céleste (Orsay)	LEMEY	T Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
VASSY	T Physique de l'atmosphère	GUERIN	T Chimie M.P.C. (Orsay)
DESTOUCHES	T Théories Physiques	CHATELET M.	T Chimie (P.C.B.)
AMIEL	T Chimie générale	JEAY	T Physique Nucléaire (Orsay)
HOCART	T Minéralogie et Cristallog.	MATTLER	T Physique S.P.C.N.
J.P. MATHIEU	T Physique (Optique)	MICHEL L.	Phys. Théor. des Hites
COUTEAUX	T Biologie animale (P.C.B.)		Energies (Orsay)
MAY	T Zoologie (Orsay)	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T Théorie des fonctions et	BERTIN	T Electronique (Orsay)
	Topologie	BOUSSIÈRES	T Chimie des Radioéléments
FELDMANN	T Biologie Végétale marine		(Orsay)
GUINIER	T Physique des Nulides (Orsay)	Mme COUTURE	T Thermodynamique et Méc.
JOST	T Physiologie comparée		Physique
FORTET	T Calcul des Probabilités et	ELLENBERGER	T Géologie appl. s/le terr.
	Physique mathématique	FRANC	T Biol. Animale (P.C.B.)
SCHWARTZ	T Calcul diff. et Intégral	SCHNELL	T Botanique tropicale (Orsay)
CHOUARD	T Physiologie Végétale	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
MALAVARD	T Aviation (Techn. Aéronaut.)	ACHER	T Chimie Biol. (Orsay)
BRELOT	T Calcul diff. et intégral	BAUDON	T Biologie animale P.C.B.
NORMANT	T Synthèse organique générale	BEAUMONT	T Biologie animale SPCN
BENARD	T Chimie Minérale	BLAMONT	T Géophysique Ionosphère
BUVAT	T Botanique (E.N.S.)	BOURREAU	T Botanique
DUGUE	T Statistiques Mathématiques	CURIE D.	Physique (M.G.P.)
SOULAIRAC	T Psychophysiologie	DURAND-DELGA	T Géologie
ULRICH	T Physiologie Végétale	FREDON	T Chimie organique (Orsay)
MARECHAL	T Optique théorique et Appl.	HELLER	T Physiologie végétale
KIRRMANN	T Théories Chimiques	TORTRAT	T Calcul des Probabilités
CHADEFAUD	T Botanique	CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)
Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutri.	MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)
SALEM	T Mathématiques générales	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire
LELONG	T Appl. de l'analyse à la		appl. à la Chim. Théor.
	géométrie		et à la Phys. Nucléaire
DEVILLERS	T Anatomie et Histologie Comp.	Mlle FOURCHY	T Biol. Végétale (SPCN)
EHRESMANN	T Topologie Algébrique	Mme CHOQUET-BRUHAT	T Méc. Analytique
FRANCON	T Physique (S.P.C.N.)		et Méc. céleste
GLANGAUD	T Géographie phys. et	Mlle VEIL	Physiologie Générale
	Géologie dynamique	LWOPF	T Microbiologie
GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.)	SIESTRUCK	T Mécan. Phys. et Expér.
PISOT	T Tech. Mathém. de la Phys.	LACOMBE	T Métallur. des métaux Nucl.
ROCH	T Géologie	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay)
SCHATZMAN	T Astrophysique	CABANNES	T Mécanique générale
TERMIER	T Paléontologie stratig.	LESIEUR	T Mathématiques MPC (Orsay)
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	MAZET	T Mécanique générale (Orsay)
LENNUIER	T Physique (M.G.P.)	CAIRE	T Géographie phys. et Géol.
RIZET	T Génétique (Orsay)		Dynamique
ROUTHIER	T Géologie appliquée	COMOLET	T Mécanique des Fluides
Mme TONNELAT	T Physique Théorique	CORABEUF	Physiologie Animale
DXMIER	T Mathématiques (M.P.C.)	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
SOUCHAY	T Chimie générale	GORENFLOT	T Biologie Végétale (Orsay)
AGRIN	T Electrotechnique gén.	HOUILLO	T Biologie Animale P.C.B.
BRUSSET	T Chimie systématique	JULLIEN J.	T Chimie P.C.B.
M. LEVY	T Physique théorique des	MALGRANGE	T Tech. Math. de la Phys.
	hautes énergies (Orsay)	OLIVIER	Antropologie
Mme CHAIX	T Chimie biologique	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
Mlle HUREL-PY	T Biologie Végétale (PCB)	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS. (Orsay)
PIAUX	T Chimie (M.P.C.)	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
BRUN	T Mécan. théorique des	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	Fluides	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminine
LEDERER	T Chimie biologique	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
Mlle DUBREIL	T Mathém. (Agrégation)	THIRY	T Mécanique céleste

Secrétaire Général R. POUILLAIN



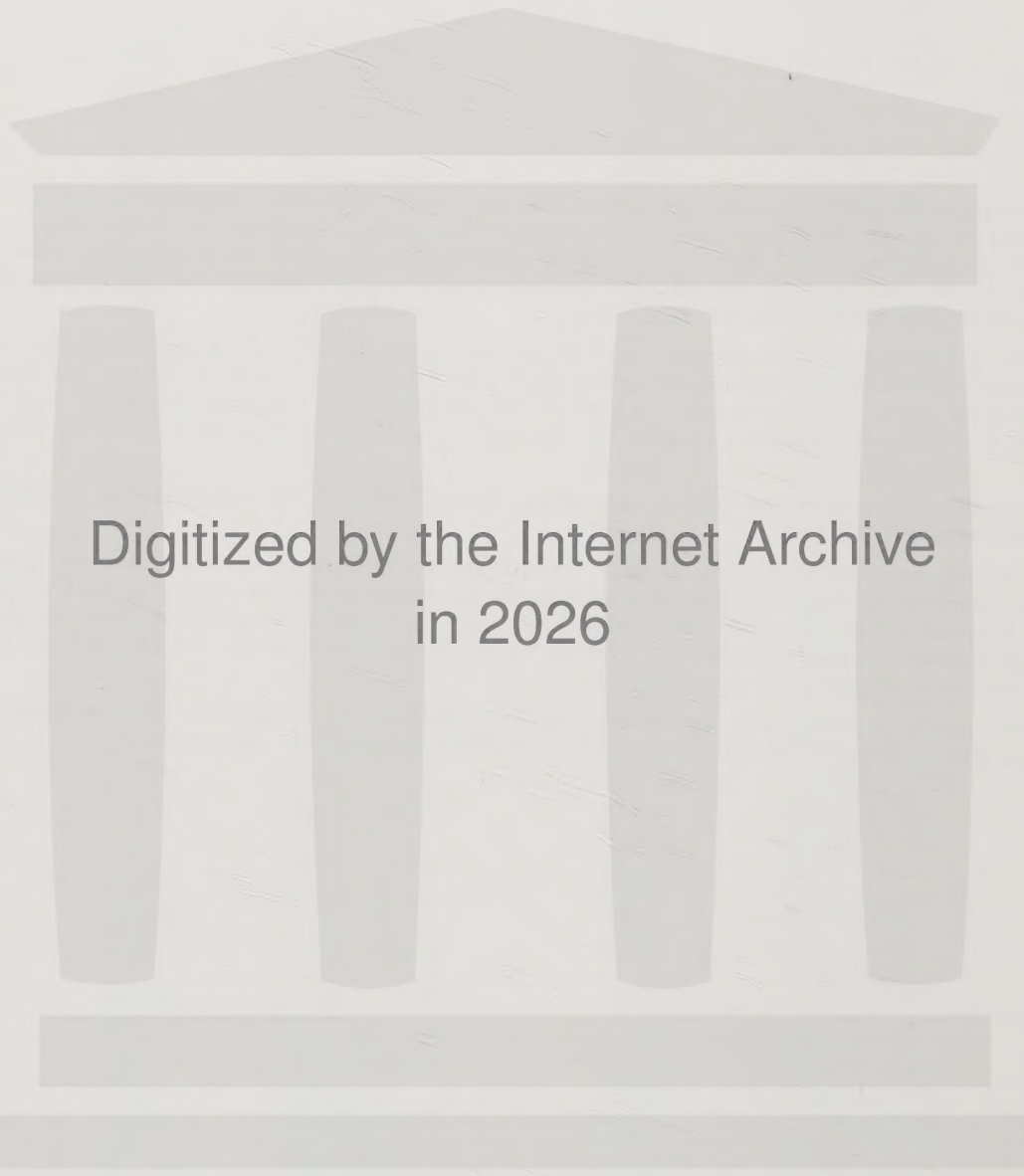
L'expérience faisant l'objet de cette thèse est le fruit d'une collaboration à laquelle j'ai eu la grande chance de pouvoir participer et qui rassemblait G. Danby, K. Goulianos, L. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz et J. Steinberger. Elle a été rendue possible par la mise en service du grand accélérateur A.G.S. du Brookhaven National Laboratory et grâce aux fonds qui ont été octroyés par la Commission Américaine à l'Energie Atomique.

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur le Professeur A. Berthelot qui a sans cesse guidé mon travail depuis mon entrée au C.E.A. en 1957 et m'a permis d'aller aux Etats Unis et de participer à cette expérience. Je remercie le Commissariat à l'Energie Atomique pour le soutien financier qu'il m'a apporté au cours de mon séjour aux Etats Unis de Novembre 1959 à Juin 1962.

Je veux aussi dire ma gratitude à Joao Meyer dont l'amitié et la confiance ont constitué pour moi une aide très précieuse.

Que l'Université de Columbia et tout spécialement Messieurs les professeurs Lederman, Schwartz et Steinberger trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour l'accueil qu'ils m'ont réservé à l'occasion de mes différents séjours et pour l'invitation qu'ils m'ont faite de participer à cette expérience. Je ne saurais dire le prix de la camaraderie et de l'amitié qui me lient aux différents membres de l'équipe du neutrino.

Je tiens enfin à remercier Mesdames Lebey et Nguyen qui ont assuré avec beaucoup de patience et de soin le travail de dactylographie et de mise en page de cette thèse.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550217_0033

INTRODUCTION

La construction de nouveaux accélérateurs qui fournissent aux physiciens expérimentateurs des faisceaux intenses de particules de plus en plus énergétiques a permis à la physique corpusculaire de connaître un développement particulièrement rapide au cours des dernières années ; la liste des particules et des résonances s'allonge sans cesse, mais s'il est toujours possible d'établir des classifications, celles-ci ne connaissent le plus souvent qu'un succès très provisoire. L'existence d'un certain nombre de principes de symétrie ou de conservation permet pourtant de mettre un peu d'ordre dans cet édifice de plus en plus complexe ; dans quelle mesure ces règles conduisent-elles à une meilleure intelligence de la réalité ? Treiman a répondu à cette question, non sans humour, dans un cours professé à l'Ecole des Houches [1] "Certains de ces principes sont franchement empiriques, en ce sens qu'ils sont directement déchiffrés à partir de l'expérience et que leur signification profonde n'est pas connue ; pour d'autres nous serions parvenus à une compréhension plus fondamentale, ce qui veut simplement dire que ces principes sont basés sur des expériences plus anciennes". Ainsi une répartition des interactions en trois classes nettement distinctes s'est progressivement imposée ; ce sont les interactions fortes, électromagnétiques et faibles caractérisées par des constantes de couplage qui servent à mesurer la force de l'interaction.

A l'exception de l'électrodynamique quantique qui semble, dans les limites des résultats expérimentaux, donner une bonne description des phénomènes électromagnétiques, la théorie relativiste quantique des champs n'a guère connu de succès pratique. Devant cet échec de la seule théorie dynamique des interactions dont on dispose, on est amené, si l'on désire ne pas se limiter aux considérations très générales auxquelles conduisent les principes de symétrie, à utiliser pour les interactions faibles et fortes des méthodes d'approximation. Elles consistent essentiellement à effectuer un développement en puissances croissantes de la constante de couplage ; pour les interactions fortes, ces développements sont divergents, et on ne peut guère considérer que le terme du premier ordre pour avoir une indication qualitative des propriétés générales de l'effet étudié. Au contraire les interactions faibles semblent mieux adaptées à un traitement par les méthodes de perturbation ; malheureusement la plupart des particules qui interviennent dans une de ces réactions peuvent aussi interagir fortement, ce qui rend le calcul pratiquement impossible. Dans le cas particulier de la désintégration du muon les corrections sont dues aux interactions électromagnétiques et peuvent être calculées.

Une particule, le neutrino, interagit seulement faiblement ; mais les sections efficaces des réactions induites par les neutrinos sont extrêmement basses ce qui rend la détection de ces phénomènes particulièrement difficile. Pourtant en 1956, au prix d'un très grand effort, Reines et Cowan parvenaient à mettre en évidence, la réaction bêta inverse avec des antineutrinos provenant d'un réacteur ; c'était la première vérification directe de l'existence de cette particule évanescence : sans masse, sans charge et pratiquement sans interaction.

Les nouveaux accélérateurs peuvent fournir à partir de la désintégration des mésons π et K des flux intenses de neutrinos et d'antineutrinos de grande énergie. B. Pontecorvo (JETP, 37, 1751 (1959)) et M. Schwartz (Phys. Rev. Letters 4, 306 (1960)) ont indépendamment montré que l'étude des réactions induites par les neutrinos devenait possible dans ces conditions, la section efficace augmentant rapidement lorsque l'énergie des neutrinos s'accroît. Toutefois, le problème de la mesure des sections efficaces devenait provisoirement secondaire devant la question posée par l'absence expérimentale de la désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$:

Le neutrino (ou antineutrino) produit dans la désintégration bêta et celui fourni par la désintégration des mésons π sont-ils la même particule ?

Si l'expérience prouve qu'il existe au moins deux types de neutrinos, ceci exige l'introduction d'un nouveau nombre quantique - Le nombre muonique - et deux questions, parmi beaucoup d'autres, se posent immédiatement :

- 1/ Quelle est la loi de composition de ce nombre quantique ?

- 2/ Existe-t-il des relations de conservation faisant intervenir à la fois ce nombre muonique et les autres nombres quantiques du système considéré ?

Dans cette thèse nous examinerons certains des résultats obtenus au cours de l'expérience réalisée à Brookhaven avec des neutrinos de haute énergie. Nous étudierons les conséquences de deux types de lois de composition possibles pour le nombre muonique : lois additive et multiplicative. De plus le fait que les neutrinos utilisés, s'ils proviennent en majorité de la désintégration des mésons π , contiennent cependant une proportion non négligeable de neutrinos émis par des mésons K nous permettra de rechercher s'il existe une relation entre le nombre muonique et l'étrangeté.

Après une étude théorique et une description du dispositif expérimental qui occuperont les chapitres I et II, nous serons amenés au cours des deux derniers chapitres à étudier les points suivants :

- intensités des neutrinos fournis respectivement par les mésons π et les mésons K.
- existence de deux types de neutrinos et règles de sélection associées.

Nous mentionnerons aussi au passage les autres résultats de l'expérience, sans toutefois les discuter très en détail.

CHAPITRE I

CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

I - SECTIONS EFFICACES

Pour calculer les sections efficaces d'interaction des neutrinos on est amené à choisir certaines hypothèses qui définissent la structure de l'hamiltonien utilisé. Ces hypothèses sont celles utilisées dans la théorie des interactions faibles avec un neutrino à deux composantes ; il est utile que nous les exposions brièvement ici ainsi que leurs justifications expérimentales.

1/ Couplage de Fermi.

Cette hypothèse consiste à considérer que l'interaction entre leptons est ponctuelle. Par exemple dans la désintégration

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$$

les quatre leptons sont émis à partir du même point. Une difficulté d'un tel couplage réside dans le fait que lorsque l'énergie du lepton incident s'accroît dans une réaction de diffusion, la section efficace augmente indéfiniment avec le facteur d'espace de phases et de ce fait viole l'unitarité. Nous reviendrons plus loin sur cette difficulté. Il suffit pour l'instant de noter qu'aux basses énergies comme celles qui se sont présentées dans les réactions étudiées jusqu'à présent (désintégration des muons, capture des μ , désintégration β , désintégration des mésons π), cette hypothèse rend bien compte des résultats expérimentaux. Un point de vue moins fondamental consiste à considérer le couplage de Fermi comme une description phénoménologique des interactions faibles à énergie assez basse. Autrement dit, pour des énergies d'environ cent MeV, s'il existe des effets de non-localité dans les interactions entre leptons, ces effets correspondent à des distances trop courtes pour pouvoir être détectés à des énergies aussi basses. Nous admettrons, sans autre justification, que cette description reste valable pour des énergies de quelques centaines de millions d'électron volts qui seront celles des neutrinos dans notre expérience. Une hypothèse complémentaire consiste à admettre que les dérivées des opérateurs des champs leptoniques n'interviennent pas dans l'hamiltonien.

2/ Universalité.

Nous aurons à calculer et à comparer les sections efficaces des réactions.

$$\nu + n \rightarrow p + e^- \quad (1)$$

$$\nu + n \rightarrow p + \mu^- \quad (2)$$

Nous désirons donc relier entre elles ces sections efficaces dans la mesure où aucune règle de sélection ou de conservation n'interdira l'une ou l'autre. C'est cette relation que l'universalité établit en affirmant que l'électron et le muon interagissent de la même manière (autrement dit, les couplages $(\mu - \nu)$ et $(e - \nu)$ sont identiques aux facteurs cinématiques près dus à la différence de masse entre l'électron et le muon). Les vérifications expérimentales de ce principe d'universalité sont particulièrement impressionnantes par leur nombre et par leur qualité; nous énumérerons les plus importantes : capture des muons négatifs dans l'hydrogène et désintégration β , désintégration du méson π en μ + neutrino et en électron + neutrino. [1]. La comparaison entre ces deux dernières désintégrations et la mesure expérimentale du rapport de branchement correspondant constituent l'un des bastions les plus solides de l'universalité des interactions faibles. Pour ce qui suit nous supposerons que si les couplages $(e - \nu)$ et $(\mu - \nu)$ sont expérimentalement les mêmes à une énergie de cent MeV, ceci restera correct aux énergies de neutrinos que nous utiliserons.

3/ Conservation des leptons.

Il existe plusieurs manières d'introduire cette règle de conservation des leptons. Nous partions de la désintégration β : en compagnie de l'électron, que nous choisissons par convention comme étant une particule, est émis un neutrino à hélicité positive que nous appelons antineutrino. Nous définissons par là même deux classes : les leptons et les antileptons.

La désintégration du méson π^+ conduit d'après l'hélicité du neutrino (ou de l'antineutrino) émis, à classer le muon positif parmi les antileptons, le muon négatif parmi les leptons si nous appliquons le principe de conservation des leptons.

Nous avons donc les deux classes suivantes :

$$\begin{aligned} \text{leptons : } e^-, \mu^-, \nu \\ \text{antileptons : } e^+, \mu^+, \bar{\nu} \end{aligned}$$

Une vérification expérimentale de la conservation des leptons nous est maintenant fournie par la désintégration du μ^+ . En effet trois réactions sont possibles :

$$\begin{aligned} \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu} \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \nu + \nu \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu} + \bar{\nu} \end{aligned}$$

Si les leptons sont conservés, seule la première réaction est possible ; or le paramètre de Michel [2] doit être $\frac{3}{4}$ (1) dans le cas de la première réaction et zéro si c'est l'une ou l'autre des deux dernières réactions qui se produit. La valeur expérimentale la plus récente et la plus précise est $\rho = 0,78 \pm 0,02$ [2]. Ceci indique que le premier mode de désintégration est beaucoup plus important que les deux autres et constitue une excellente confirmation de la loi de conservation des leptons. D'autres réactions telles que les désintégrations $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ ($\bar{\nu}$) apportent aussi de bons arguments en faveur de la conservation des leptons.

Ce sont ces trois hypothèses : couplage de Fermi, universalité, conservation des leptons que nous utiliserons pour calculer les sections efficaces.

Les réactions que nous voulons considérer sont les suivantes :

$$\begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + e^- \quad (1) \\ \nu + n &\rightarrow p + \mu^- \quad (2) \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^+ \quad (3) \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + \mu^+ \quad (4) \end{aligned}$$

L'hamiltonien des interactions faibles s'écrit, en utilisant les principes énoncés plus haut :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\lambda, 1=0}^{\text{et } \mu} G_0 J_\lambda j_\lambda^{(1)\dagger} + \text{hermitique conjugué}$$

et le courant leptonique a la forme

$$j_\lambda^{(1)}(x) = i \psi_1^\dagger(x) \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) \psi_\nu(x)$$

J_λ est l'opérateur courant correspondant aux particules à interactions fortes.

L'étude des propriétés de cet hamiltonien, sans introduire une forme explicite pour J_λ , a été effectuée d'une manière particulièrement élégante par Lee et Yang [3], ils ont démontré plusieurs théorèmes généraux pour les sections efficaces des réactions (1), (2), (3), (4). Nous nous contenterons de calculer ces sections efficaces en utilisant pour préciser la forme du courant J_λ les mesures des facteurs de forme du nucléon [4].

(1) Ceci reste vrai même s'il existe deux types de neutrinos.

Nous pouvons écrire dans ces conditions l'élément de matrice pour la réaction (1) sous la forme :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_0 \left\langle \text{proton, } K' \mid J_\lambda^\nu + J_\lambda^A \mid \text{neutron, } K \right\rangle u_p^\dagger \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_\nu$$

où J_λ^ν et J_λ^A désignent les composantes vectorielle et axiale de J_λ .

Les seuls facteurs de forme qui soient mesurés sont les facteurs de forme vectoriels. Nous sommes donc amenés pour réduire le nombre de paramètres à faire un certain nombre d'hypothèses simplificatrices qui paraissent raisonnables :

a) Conservation du courant vectoriel J^ν suivant la loi proposée par Feynman et Gell Mann [5].

$$\frac{\partial J_\lambda^\nu}{\partial x_\lambda} = 0$$

J_λ étant de plus proportionnel à la partie isovecteur de l'opérateur courant électromagnétique.

b) Pour déterminer le courant vecteur axial J^A on posera que le facteur de forme vecteur axial est égal au facteur de forme vectoriel. Aucune mesure expérimentale de ce facteur de forme n'ayant été effectuée il s'agit là d'une hypothèse parfaitement arbitraire. Toutefois ce choix n'aura qu'une faible influence sur la forme générale des sections efficaces. Il sera par contre extrêmement important de discuter la différence qui peut exister à cause de ce facteur entre les réactions produisant des électrons et celles qui produisent des μ . C'est ce que nous ferons au paragraphe II de ce chapitre.

La condition (a) permet d'écrire l'élément de matrice du courant J^ν en fonction des facteurs de forme mesurés dans les expériences de diffusion des électrons sur les nucléons [4].

$$G_0 \left\langle \text{proton, } K' \mid J_\lambda^\nu \mid \text{neutron, } K \right\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} G_V u_p^\dagger (K') \gamma_4 \left[F_1(q^2) \gamma_\lambda - \frac{\mu}{2M} F_2(q^2) \sigma_{\lambda\nu} q_\nu \right] u_n(K)$$

On a d'autre part d'après la condition (b) pour la partie vecteur axial l'élément de matrice :

$$G_0 \left\langle \text{proton, } K' \mid J_\lambda^A \mid \text{neutron, } K \right\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} 1,25 G_V u_p^\dagger (K') F_1(q^2) \gamma_4 \gamma_\lambda \gamma_5 u_n(K) \quad (1)$$

avec d'après les résultats expérimentaux

$$F_1(q^2) = F_2(q^2) = F(q^2)$$

où q = quadrivecteur de transfert = $(K - K')$

μ = moment magnétique anormal du proton - moment magnétique anormal du neutron = 3,71 magnétons de Bohr.

M = masse du nucléon

$$G_V = 1,01 \cdot 10^{-5} M^{-2}$$

Nous utiliserons pour le calcul, la forme analytique de $F(q^2)$ déterminée dans les expériences de diffusion électron proton :

$$F(q^2) = \left[1 + \frac{a_0^2 q^2}{12} \right]^{-2} \quad \text{avec} \quad a_0 = 0,8 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$$

Dans ces conditions l'élément de matrice pour la réaction (1) s'écrit :

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_V u_p^\dagger (K') F(q^2) \gamma_4 \left[\gamma_\lambda - \frac{\mu}{2M} \sigma_{\lambda\nu} q_\nu + 1,25 \gamma_\lambda \gamma_5 \right] u_n(K) u_p^\dagger \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_\nu$$

(1) Nous négligeons ici la contribution du terme pseudoscalaire. Nous justifierons cette approximation au paragraphe II de ce chapitre.

et celui de la réaction (3) devient après transformation pour obtenir une forme comparable

$$\frac{1}{\sqrt{2}} G_V u_p^\dagger(K') F(q) \gamma_4 \left[\gamma_\lambda - \frac{\mu}{2M} \sigma_{\lambda\nu} q_\nu - 1,25 \gamma_\lambda \gamma_5 \right] u_n(K') u_e^\dagger \gamma_4 \gamma_\lambda (1 + \gamma_5) u_\nu$$

Dans le système du laboratoire si E_ν , E_e et ϑ sont respectivement les énergies du neutrino et de l'électron et l'angle entre ces deux particules

$$q^2 = \frac{\left(2 E_\nu \sin \frac{\vartheta}{2}\right)^2}{1 + 2 \frac{E_\nu}{M} \left(\sin \frac{\vartheta}{2}\right)^2}$$

$$E_e = \frac{E_\nu}{1 + 2 \frac{E_\nu}{M} \left(\sin \frac{\vartheta}{2}\right)^2}$$

dans l'approximation où $m_e = 0$

Le calcul des sections efficaces totales pour les réactions (1) et (3) s'effectue en sommant sur les différents états de spin possibles des nucléons. Les résultats obtenus par différents auteurs [6] en utilisant cet élément de matrice sont représentés sur la figure (1).

On remarquera la différence de comportement entre la section efficace des neutrinos et celle des antineutrinos. L'interférence entre les parties axiale et vectorielle de l'élément de matrice est responsable de cette différence. On notera aussi que pour les grandes énergies les sections efficaces des neutrinos et des antineutrinos tendent vers une même limite :

$$\sigma = 0,74 \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

Ceci provient du fait que lorsque l'énergie des neutrinos incidents croît, le terme d'interférence s'annule et l'intégrale qui donne la section efficace des deux réactions a une limite.

II - IDENTITE DES NEUTRINOS

Pauli proposa l'existence du neutrino dans une lettre ouverte à Geiger en Décembre 1930. Il faisait remarquer que dans la désintégration bêta, non seulement l'énergie, mais aussi le moment angulaire ne semblaient pas être conservés. Il proposait de remédier à cette double difficulté par l'introduction d'une nouvelle particule neutre de spin 1/2. Il donnait ainsi à la désintégration sa forme aujourd'hui classique.

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

En 1933 au Congrès Solvay à Bruxelles, Pauli développant sa théorie indiquait que la différence entre les masses atomiques des divers éléments permettait d'affirmer que la masse de cette nouvelle particule ne pouvait pas être beaucoup plus grande que la masse de l'électron. Les vérifications indirectes de la présence d'une telle particule dans les désintégrations bêta confirmèrent cette proposition. Il fallut cependant attendre quinze années pour que Reines et Cowan [7] fournissent une vérification expérimentale directe de l'existence de l'antineutrino en mesurant la section efficace de la réaction bêta inverse :

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+ \quad \sigma_{\text{exp}} = (11 \pm 4) \times 10^{-44} \text{ cm}^2$$

Les antineutrinos utilisés provenaient d'un réacteur et avaient une énergie de quelques MeV.

Dans toutes les désintégrations faisant intervenir des leptons, on se trouva devant la même difficulté que dans la désintégration bêta. L'introduction d'une particule ayant les mêmes caractéristiques que le neutrino permettait dans chaque cas de rendre compte des résultats expérimentaux. Par souci de simplicité, comme dans les différentes réactions toutes les caractéristiques de ces neutrinos étaient identiques, on supposa qu'il s'agissait d'une seule particule, le *neutrino*.

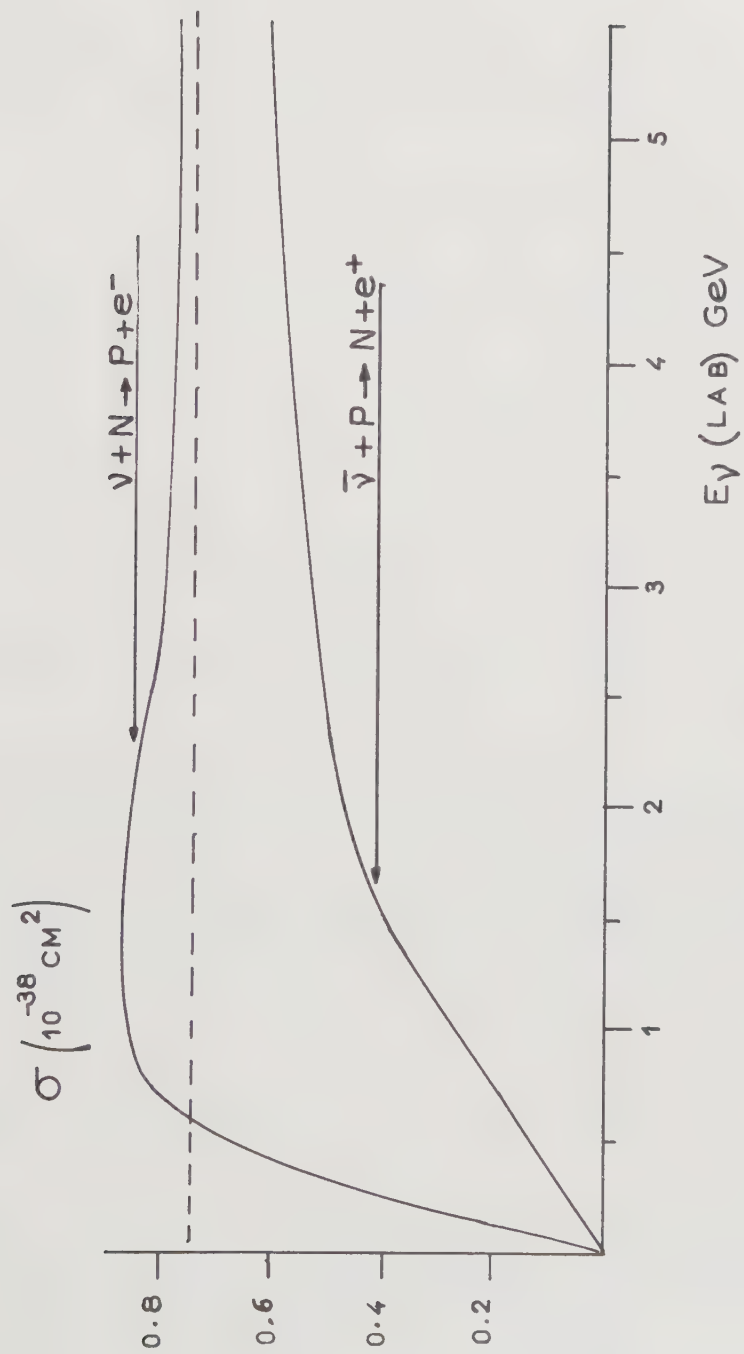


Fig. 1

Une difficulté cependant amena à remettre en question cette identité des divers neutrinos : la désintégration normale des muons est :

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu + \bar{\nu}$$

mais il existe d'autres modes possibles de désintégrations beaucoup moins fréquents

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow e + \gamma \\ \mu &\rightarrow 3e \end{aligned}$$

Nous ne nous intéresserons qu'à la première de ces désintégrations anormales.

Le rapport de branchement

$$R = \frac{\mu \rightarrow e + \gamma}{\mu \rightarrow e + \nu_1 + \bar{\nu}_2}$$

dépend de la théorie des interactions faibles que l'on adopte. Nous avons vu plus haut que la théorie de Fermi rend bien compte des phénomènes d'interactions faibles à basse énergie ; à grand moment de transfert par contre l'unitarité serait violée si on voulait s'en tenir strictement à cette théorie, les sections efficaces dans des réactions telles que $\nu + e^- \rightarrow e + \nu$ devenant supérieures à $\pi \lambda^2$. C'est pour des énergies de l'ordre de 300 GeV dans le système du centre de masse que cette limite est atteinte. Pour éviter de mettre en danger l'unitarité, la solution la plus naturelle consiste à introduire une non localité dans la théorie des interactions faibles. Une particule servirait à propager les interactions faibles, comme le méson π dans les interactions fortes ou le photon dans les interactions électromagnétiques. Ce boson intermédiaire aurait une masse suffisamment grande pour que la non localité qu'il introduirait soit pratiquement non détectable aux bas moments de transfert.

Utilisant cette hypothèse du boson intermédiaire Feinberg [8] calcula la valeur de R. Ce rapport de branchement devrait être de l'ordre de 10^{-4} à moins que les neutrinos ν_1 et ν_2 ne soient des particules différentes, auquel cas la désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$ est strictement interdite. Yang et Lee [9] on fait depuis remarquer que n'importe quelle théorie générale des interactions faibles qui voudrait préserver l'unitarité conduirait à des rapports de branchement du même ordre de grandeur s'il existe un seul neutrino.

Quelle était la situation expérimentale ? Jusqu'à présent aucun exemple de la désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$ n'a pu être observé ; seul le bruit de fond limitait la précision des mesures. L'apparition et l'utilisation de la chambre à étincelles permirent d'améliorer d'un facteur 100 la limite obtenue avec l'électronique classique. D'après les mesures les plus récentes [10] R est inférieur à 6×10^{-9} , soit un facteur 10^{-4} environ plus bas que la limite théorique.

Dans ces conditions, il est naturel d'admettre qu'il existe deux neutrinos (l'un, ν_μ associé au muon, l'autre ν_e associé à l'électron) et d'essayer de le démontrer. Remarquons que dès que l'on abandonne l'hypothèse de neutrino unique on peut en fait supposer qu'il y a autant de types de neutrinos que de types de réactions de désintégration. Comme aucun résultat expérimental ne nous invite à entrer dans de telles complications nous nous limiterons à envisager quelques conséquences théoriques de l'existence de deux neutrinos.

Comparaison théorique des sections efficaces $\nu + n \rightarrow p + e^-$ et $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$

L'expérience que nous discuterons utilise des neutrinos provenant de la désintégration

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu} (\bar{\nu}_{\mu})$$

Si $\nu_{\mu} \neq \nu_e$, dans les interactions de ce faisceau de neutrinos, avec des nucléons, seuls des muons peuvent être produits. Pour analyser les résultats de l'expérience il nous faudra donc connaître quelle relation on peut prévoir entre le nombre d'électrons et le nombre de muons produits si $\nu_{\mu} \approx \nu_e$.

Dans ce but examinons d'abord quelles sont les corrections cinématiques qu'introduit la différence des masses du muon et de l'électron. Dans le système du centre de masse pour les réactions.

$$\begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + e^- \\ \nu + n &\rightarrow p + \mu^- \end{aligned}$$

Soient E_μ^* , p_μ^* , E_ν^* les énergies et impulsions des particules dans le système du centre de masse (nous négligeons la masse de l'électron, E_ν est l'énergie des neutrinos dans le système du laboratoire),

On a les relations :

$$E_\mu^* = E_\nu \left(1 + \frac{2 E_\nu}{M} \right)^{-1/2}$$

$$E_\mu^* = E_\nu \left(1 + \frac{m_\mu^2}{2 M E_\nu} \right) \left(1 + \frac{2 E_\nu}{M} \right)^{-1/2} = E_\mu^* \left(1 + \frac{m_\mu^2}{2 M E_\nu} \right)$$

$$p_\mu^* \cong E_\mu^* - \frac{m_\mu^2}{2 (E_\mu^*)^2} \cong E_\mu^* \left[1 - \frac{m_\mu^2}{2} \left(\frac{1}{M E_\nu} + \frac{1}{E_\nu^2} \right) \right]$$

On voit que pour une énergie des neutrinos de 500 MeV, ces trois quantités sont égales à 2% près. Les corrections cinématiques sont donc très faibles, et comme les sections efficaces sont nettement moins importantes à basse énergie, le résultat total obtenu en intégrant sur toutes les énergies des neutrinos ne sera pratiquement pas modifié.

Il reste à examiner les hypothèses que nous avons faites sur les courants J_λ^ν et J_λ^μ . L'universalité des interactions faibles nous indique que les constantes de couplage et les facteurs de forme sont identiques pour les muons et les électrons pour des moments de transfert égaux. Les vérifications de l'universalité sont nombreuses, mais correspondent toutes à des moments de transfert < 100 MeV (rapport de branchement $\frac{\pi \rightarrow \mu \nu}{\pi \rightarrow e \nu}$, capture des muons)

Nous avons fait l'hypothèse que l'universalité restait correcte à des énergies de quelques centaines de MeV. Pour l'élément de matrice de J^μ nous devons effectuer une comparaison plus détaillée. Cet élément de matrice s'écrit :

$$G_0 \left\langle \text{proton, } K' \mid J_\lambda^\mu \mid \text{neutron, } K \right\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} u_p^*(K') \gamma_4 \left[G_A F_A(q^2) \gamma_\lambda \gamma_5 - G_p F_p(q^2) q_\lambda \gamma_5 \right] u_n(K)$$

Nous avons ignoré le second terme de cet élément de matrice dans le cas des réactions produisant des électrons. On démontre en effet que ce terme est proportionnel à la masse du lepton produit; Goldberger et Treiman [11] ont étudié de manière extensive les facteurs de forme, et en particulier le facteur de forme pseudoscalaire, dans le cas de la capture des muons. Ils démontrent en utilisant les relations de dispersion que : si l'on normalise $F_p(q^2)$ de manière que $F_p(0) = 1$, on définit une constante de couplage pseudoscalaire effective telle que

$$\frac{G_p}{G_A} = \frac{0,5}{\pi} \left(\frac{G^2}{4\pi} \right) \frac{M m_1}{m_\pi^2} \text{ où } G \text{ est la constante de couplage } \pi\text{-nucléon.}$$

Cette détermination de la constante de couplage effective a été effectuée dans le cas de la capture des muons ($m_1 = m_\mu$), on obtient alors :

$$G_p = 6 G_A$$

Si nous admettons que l'universalité vaut aussi pour ce terme pseudoscalaire on a :

$$\left(\frac{G_p}{G_A} \right)_{\text{électron}} = \frac{6 m_\mu}{m_\mu} \sim 3 \times 10^{-2}$$

La valeur particulièrement faible de ce rapport nous autorisait à négliger le terme pseudoscalaire pour les réactions (1) et (3). Dans le cas de la réaction

$$\nu + n \rightarrow p + \mu^- \quad (2)$$

la correction que ce terme introduit peut être calculée. Nous poserons

$$F_p(q^2) = F(q^2) = F_1(q^2) = F_2(q^2)$$

Dans ces conditions, l'évaluation de ce terme correctif par Yamaguchi [12] montre que c'est seulement pour des énergies de neutrinos voisines de 1 GeV que la correction n'est pas négligeable. Elle atteint 20% de la section efficace totale pour la réaction (2) à cette énergie. Lorsqu'on intègre en utilisant le spectre des neutrinos utilisés dans l'expérience, on trouve une correction globale de 10% environ.

Pour conclure cette discussion, nous pouvons admettre que l'on doit s'attendre dans le cadre d'une théorie à un seul neutrino, à produire des muons et des électrons en quantités comparables. Si pourtant on renonce à l'universalité des interactions faibles à des énergies de quelques centaines de MeV, on peut obtenir des sections efficaces aussi inégales que l'expérience l'exigera.

III - REGLES DE SELECTION DANS LE CADRE D'UNE THEORIE A DEUX NEUTRINOS

L'existence de deux types de neutrinos ν_μ et ν_e nous conduit à introduire un nouveau nombre quantique. Ce nombre quantique que nous qualifierons de muonique sera tel que les couples (ν_μ, μ) et (ν_e, e) correspondront chacun à une valeur propre. L'existence de ce nombre muonique rendra impossible des réactions telles que

$$\begin{aligned}\mu &\longrightarrow e + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \\ \mu &\longrightarrow e + \nu_e + \bar{\nu}_e\end{aligned}$$

D'autre part la loi de composition des nombres muoniques devra être telle qu'elle interdise, entre autres, la réaction :

$$\mu \longrightarrow 3e \quad (1)$$

Nous voulons considérer ici deux types de lois qui satisfont à ces conditions.

Loi additive : les attributions de nombre muonique N_μ sont par exemple

	μ^-, ν_μ	$\mu^+, \bar{\nu}_\mu$	e^-, ν_e	$e^+, \bar{\nu}_e$
N_μ	1	-1	0	0

Le nombre muonique d'un système de leptons est la somme des nombres muoniques de ses constituants de nombreux auteurs ont étudié les conséquences de ce type de loi [13]. Une loi de conservation additive interdit toute transition dans laquelle un nombre non nul de muons se change en électrons sans production de neutrinos. Les attributions de nombre muonique que nous avons choisies ne sont pas uniques, n'importe quelle combinaison linéaire de ce nombre muonique avec le nombre leptonique aurait satisfait aux mêmes conditions. Les conséquences physiques de ces divers choix possibles dans le cadre d'une loi additive sont strictement identiques.

-
- (1) La probabilité de la transition $\mu \longrightarrow 3e$ peut être directement reliée à la probabilité de la désintégration $\mu \longrightarrow e + \gamma$, s'il existe un couplage direct entre le muon, l'électron et le photon (fourni par exemple par un boson intermédiaire). Dans ces conditions en effet une conversion interne du photon dans $\mu \longrightarrow e + \gamma$ conduit à la réaction $\mu \longrightarrow 3e$. Le rapport de branchement s'obtient par le calcul classique de Kroll et Wada [15]

$$\frac{R(\mu \longrightarrow 3e)}{R(\mu \longrightarrow e + \gamma)} \sim \frac{2\alpha}{3\pi} \left[L\left(\frac{2m_\mu}{m_e}\right) - \frac{11}{6} \right] \sim \frac{1}{150}$$

Expérimentalement

$$\frac{R(\mu \longrightarrow 3e)}{R(\mu \longrightarrow e + \nu + \bar{\nu})} < 2 \times 10^{-7} \quad \begin{array}{l} \text{(Rapport de OKUN} \\ \text{Conférence du CERN 1962)} \end{array}$$

Loi multiplicative : Feinberg et Weinberg [14] se basent sur la remarque simple que toutes les réactions que l'on n'observe pas contiennent des nombres impairs d'électrons et de muons, pour interdire ces réactions en introduisant un nombre quantique multiplicatif qu'ils appellent parité muonique.

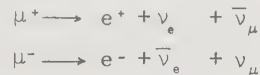
Les attributions de parité muonique P_μ qu'ils proposent sont

	μ^-, ν	$\mu^+, \bar{\nu}$	e^-, ν_e	$e^+, \bar{\nu}_e$	Toutes les autres particules
P_μ	-1	-1	+1	+1	+1

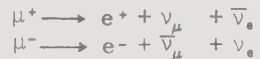
L'attribution de parité muonique +1 pour toutes les particules autres que les leptons découle de l'existence de transitions non leptoniques entre ces particules. La parité muonique d'un système est le produit des parités muoniques de ses composantes. Les attributions de parité muonique peuvent être multipliées par des facteurs $(-1)^{\text{charge}}$ ou $(-1)^{\text{nombre baryonique}}$ sans modifier le contenu physique de l'hypothèse. Un tel type de loi présente un intérêt dans le cadre de certaines théories fondamentales. [14]

Nous mentionnerons un certain nombre de réactions qui ne sont admises que par la loi multiplicative.

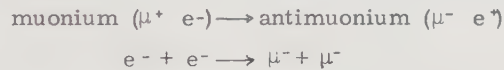
La loi additive ne permet qu'une seule désintégration pour le méson $\mu^\pm$:



La loi multiplicative admet en supplément les désintégrations :



Deux autres réactions permises par la seule loi multiplicative sont :



Ces différentes réactions sont autant de vérifications possibles de l'existence d'une loi multiplicative.

Nous n'avons jusqu'à présent considéré que des réactions où n'intervenait aucune particule étrange. Bludman [16] et Feinberg, Gursky et Pais [17] ont examiné quelles étaient les règles de sélection possibles dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos pour les désintégrations leptoniques des particules étranges. Nous noterons le courant, qui nous a servi à décrire les interactions faibles qui conservent l'étrangeté, sous la forme abrégée :

$$J_\lambda = (\bar{n}, p) + (\bar{e}, \nu_e) + (\bar{\mu}, \nu_\mu)$$

où $(\bar{n}, p)$ par exemple) est écrit à la place de $\psi_n^\dagger \gamma_4 \gamma_\lambda (a + b\gamma_5) \psi_p$

L'hamiltonien que nous avons utilisé est le produit de ce courant par lui-même. Pour décrire les désintégrations des particules étranges, nous pouvons ajouter un terme qui ne conserve pas l'étrangeté. Nous ne considérerons pas les désintégrations leptoniques des particules étranges qui conservent l'étrangeté, comme $\Sigma^- \longrightarrow \Lambda^0 + e^- + \bar{\nu}$ et nous nous limiterons aux transitions avec $|\Delta S| = 1$; le courant s'écrit dans ces conditions :

$$J_\lambda + J_\lambda^{S=1}$$

$J_\lambda^{S=1}$ peut contenir $(\bar{\Lambda}, p)$, $(\bar{\Sigma}^-, n)$, $(\bar{\Sigma}^-, \Lambda)$, $(\bar{\Sigma}^-, \Sigma^0)$, $(\bar{\Sigma}^0, p)$, (π^0, K^+)

Dans le cadre de la théorie à un neutrino, une représentation classique des interactions faibles est le triangle de Puppi. Gell Mann et Rosenfeld [18] ont fait remarquer que l'on pouvait faire de ce triangle un tétraèdre en incluant dans cette représentation les interactions qui ne conservent pas l'étrangeté. Pour une théorie à deux neutrinos on obtient ainsi la figure 2.

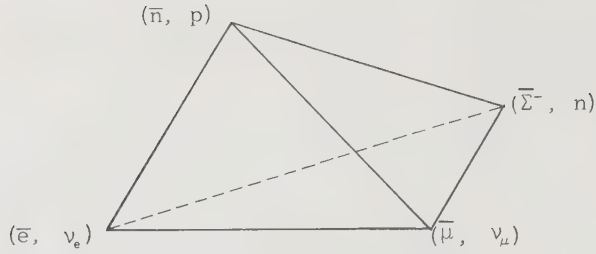


Fig. 2

Au sommet $(\bar{\Sigma}^-, n)$ pourrait en fait figurer l'une quelconque des composantes du courant $J_\lambda^{S=1}$.

Dans cette représentation tous les courants qui occupent les quatre sommets du tétraèdre ont un nombre muonique nul dans le cas d'une loi additive, égal à +1 dans le cadre d'une loi multiplicative. La conservation du nombre muonique n'a donc pas à intervenir dans les réactions correspondant aux différents côtés. L'universalité des interactions faibles conduit à poser que tous les couplages faibles sont de mêmes nature (V-A) et de même force. L'expérience montre que cette hypothèse est probablement en défaut pour les désintégrations de particules étranges de deux manières :

1/ Les valeurs mesurées des rapports de branchement :

$$\frac{\Lambda^0 \rightarrow e^- + p + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow \pi^- + p}, \quad \frac{\Sigma^- \rightarrow e^- + n + \bar{\nu}}{\Sigma^- \rightarrow \pi^- + n}$$

sont au moins dix fois plus faibles que le calcul ne le ferait prévoir. Pour la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p + \mu^- + \bar{\nu}$, il n'existe jusqu'à présent qu'un seul cas observé [19], il n'est donc pas possible de donner une valeur expérimentale de ce rapport de branchement.

2/ Une expérience récente de Cronin et al [20] a montré que dans la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, le paramètre d'asymétrie α est égal à $0,62 \pm 0,07$, un couplage (V-A) donnerait $|\alpha| = 1$, valeur que le résultat expérimental rend particulièrement peu probable.

Ces résultats expérimentaux montrent que la théorie actuelle des interactions faibles n'est pas très satisfaisante pour les désintégrations des particules étranges. Nous sommes donc amenés à examiner en détail les différentes possibilités qui se présentent dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos. Nous avons jusqu'à présent considéré que l'électron, le muon et les neutrinos ν_e et ν_μ étaient toujours couplés sous la forme $(\bar{e}, \nu_e)$ et $(\bar{\mu}, \nu_\mu)$, nous voulons maintenant envisager la possibilité de couplages $(\bar{e}, \nu_\mu)$ et $(\bar{\mu}, \nu_e)$. Si nous dessinons à nouveau la représentation de la figure 2 avec cette dernière hypothèse, nous obtenons le tétraèdre de la figure 3.

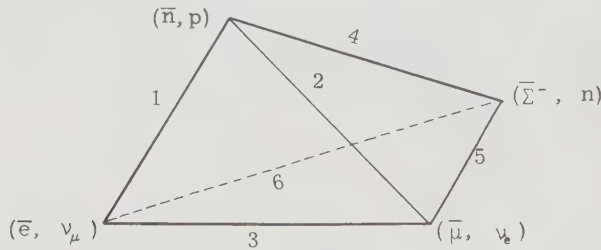


Fig. 3

Examinons successivement les réactions correspondant aux diverses arêtes de ce tétraèdre.

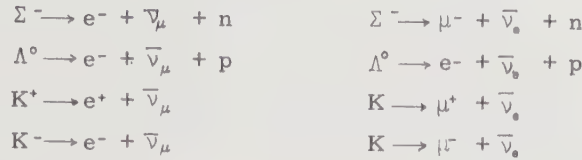
Arête 1 : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_\mu$ réaction interdite par la conservation du nombre muonique. Une autre réaction correspondant à cette arête est la désintégration $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu$ ($\bar{\nu}_\mu$); elle est interdite par la même loi de conservation.

Arête 2 : $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_e$ ($\bar{\nu}_e$) réaction interdite par la conservation du nombre muonique.

Arête 3 : $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$ et $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_\mu + \nu_e$. Ces deux réactions sont interdites par la conservation du nombre muonique dans le cas d'une loi additive. Elles sont permises comme nous l'avons vu plus haut si le nombre muonique est multiplicatif.

Arête 4 : Elle ne fait pas intervenir de changement du nombre muonique. Les réactions correspondantes sont donc permises dans les deux cas par la conservation du nombre muonique.

Arête 5 et 6 : Elles correspondent aux désintégrations leptoniques des diverses particules étranges. Nous dresserons une liste de certaines de ces désintégrations telles qu'elles apparaissent dans la figure 3

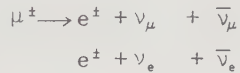


Ces réactions ne conservent ni l'étrangeté ni le nombre muonique. Les désintégrations similaires correspondant à la figure 2 s'obtiennent en permutant les indices μ et e des neutrinos. Si l'on veut interdire la désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$, il est nécessaire que seule l'une ou l'autre de ces deux séries de réactions se produise. En effet comme les neutrinos couplés aux électrons ou aux muons se permutent lorsqu'on passe d'une série à l'autre, il est clair que l'on peut obtenir des transitions $\mu^+ + \nu_e \rightarrow e^+ + \nu_e$ et $\mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_\mu$ en utilisant les désintégrations d'une même particule dans ces deux séries. Ces transitions permettraient à la réaction $\mu \rightarrow e + \gamma$ de se produire au deuxième ordre. Remarquons que la limite expérimentale actuelle ne permet pas d'imposer une règle d'interdiction aussi formelle.

Quelques conséquences de l'hypothèse de permutation des neutrinos.

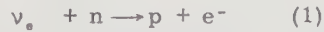
1/ Cette hypothèse amène à supposer qu'il existe une certaine relation entre le nombre muonique et l'étrangeté. Les désintégrations leptoniques des particules étranges obéiraient à une loi de conservation qui ferait intervenir l'un et l'autre de ces nombres quantiques.

Diverses tentatives ont été effectuées pour doter les leptons d'un spin isotopique et d'une étrangeté, en particulier par Marshak et al. [21] dans le cadre d'une théorie à un neutrino. Toutes les désintégrations leptoniques seraient alors soumises aux règles $|\Delta S| = 1$, $|\Delta T| = \frac{1}{2}$, comme le sont déjà les désintégrations non leptoniques des particules étranges. Okabayashi et al [22] ont tenté d'établir des attributions de spin isotopique et d'étrangeté dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos ; leur proposition ne saurait convenir puisqu'elle conduit aux seules désintégrations pour le muon :



Mais il existe bien d'autres relations possibles entre le nombre muonique et l'étrangeté : on peut par exemple imaginer qu'il existe une règle $|\Delta S| = |\Delta (\text{nombre muonique})|$, analogue à $\Delta S = \Delta Q$

2/ Dans le cadre de notre expérience le faisceau émis à partir de la cible est constitué principalement de mésons π^+ , mais il contient aussi une proportion non négligeable de mésons K^+ (environ 20%). La désintégration $K \rightarrow \mu + \nu$ est de loin la plus abondante ; si donc l'hypothèse de la permutation des neutrinos est correcte, ces mésons K seront une source importante de ν_e et $\bar{\nu}_e$ qui produiront les réactions



Nous calculerons plus loin quel est le pourcentage des événements observés qui sont dus à des neutrinos provenant de la désintégration des mésons K. Il est clair dès à présent que si l'hypothèse de la permutation des neutrinos est correcte, la présence des réactions (1) et (3) peut rendre difficile la démonstration de l'existence de deux neutrinos. Si aucun événement correspondant à ces réactions n'est observé, il restera à examiner dans quelle mesure l'expérience réalisée suffit à éliminer l'hypothèse de la permutation des neutrinos.

IV - BOSON INTERMEDIAIRE

L'universalité des interactions faibles suggère qu'il existe un médiateur commun à toutes ces interactions. Feynman et Gell Man [5] pour rendre compte de cette symétrie proposèrent l'existence d'un boson intermédiaire. Nous devons examiner dans quelle mesure l'existence de cette particule peut modifier les conclusions auxquelles notre étude nous a jusqu'à présent conduits. Lee et Yang [23] ont présenté d'une façon systématique les propriétés de cet éventuel boson. Nous reprendrons brièvement ici les lignes générales de leur argumentation. Les hypothèses de départ sont :

I/ Un boson intermédiaire W sert à transmettre toutes les interactions faibles.

II/ La différence de masse ($m_{K_1} - m_{K_2}$) est de l'ordre de 10^{-5} électron-volts [24]. Okun et Pontecorvo [25] ont montré que dans ces conditions il ne devrait pas avoir de transition $|\Delta S| = 2$ dans les interactions faibles normales.⁽¹⁾

III/ La règle $|\Delta I| = 1/2$ est valable pour toutes les désintégrations qui ne conservent pas l'étrangeté (I est le spin isotopique total des particules à interactions fortes).

1/ Propriétés du boson intermédiaire.

a) Il doit avoir un spin égal à 1 afin de transmettre les interactions faibles vectorielles et pseudo vectorielles.

b) La masse du W doit être supérieure à la masse du méson K afin d'éviter la désintégration électromagnétique rapide :

$$K^{\pm} \rightarrow W^{\pm} + \gamma$$

c) Soit φ_{λ} le champ correspondant au boson intermédiaire. Posons $\varphi_{\lambda}^* = \eta_{\lambda} \varphi_{\lambda}^{\dagger}$ ($\eta_{\lambda} = 1$ pour $\lambda = 1, 2, 3$, $\eta_{\lambda} = -1$ pour $\lambda = 4$).

On a

- Couplage de W avec les leptons

$$ig_{e\nu_e} \varphi_{\lambda}^{\dagger} \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e} \varphi_{\lambda}^* + ig_{\mu\nu_{\mu}} \varphi_{\lambda}^{\dagger} \gamma_{\lambda} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_{\mu}} \varphi_{\lambda}^* + h.c.$$

- Couplage de W avec le proton et le neutron :

$$J_{\lambda} \varphi_{\lambda}^* + h.c. \quad \text{avec} \quad \langle p | J_{\lambda}^* | n \rangle = ig_{np} u_p^{\dagger} \gamma_{\lambda} (a + b \gamma_5) u_n$$

d) les résultats expérimentaux dans les désintégrations bêta, $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \nu_{\mu}$, $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$, conduisent à poser :

$$g_{e\nu_e} = g_{\mu\nu_{\mu}} = m_W G_V^{\frac{1}{2}} 2^{-\frac{1}{4}} \simeq \frac{1}{4} \frac{m_W}{M} \cdot 10^{-2}$$

avec M = masse du nucléon

m_W = masse du boson

e) La vie moyenne du boson intermédiaire est de l'ordre de 10^{-17} secondes [6]. Le boson peut se désintégrer en $e + \nu$, $\mu + \nu$, 2π , 3π ... ; le mode de désintégration en deux mésons π est prédominant si la masse du W est voisine de la masse du ρ [26].

f) Le boson doit être couplé au courant $J_{\lambda}^{S=1}$ pour que l'on puisse obtenir les désintégrations leptoniques des particules étranges. L'existence de la réaction $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ exige que les transitions

$$\Lambda^0 \rightleftharpoons p + W^-$$

soient permises.

Comme le courant ($\bar{\Lambda}^0$, p) a les mêmes nombres quantiques que le courant (K^0 , π^+) il doit aussi exister des transitions :

$$\bar{K}^0 \rightleftharpoons \pi^+ + W^-$$

(1) Diverses expériences récentes semblent indiquer qu'il existe de telles transitions.

L'hypothèse II a alors pour conséquence l'interdiction des transitions

$$K^0 \rightleftharpoons \pi^+ + W^-$$

La règle de sélection ainsi introduite est exactement équivalente à la règle $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = +1$

g) Lee et Yang montrent enfin que le fait d'imposer la règle $|\Delta I| = \frac{1}{2}$ (hypothèse III) conduit à introduire en plus des deux bosons chargés W^+ et W^- , deux bosons neutres W^0 et $\bar{W}^0$ qui forment avec $W^\pm$ deux doublets de spin isotopique. Suivant les réactions considérées ce quadruplet apparaît réellement comme un ensemble de deux doublets, ou bien comme la somme d'un triplet (W^+ , $-(W^0 + \bar{W}^0)/\sqrt{2}$, W^-) et du singulet $i(W^0 - \bar{W}^0)/\sqrt{2}$ d'où le nom de schizons donné par Lee et Yang à ces particules.

2/ Production du boson intermédiaire dans les interactions de neutrinos.

Il y a de nombreuses réactions dans lesquelles le boson intermédiaire peut être produit, mais la mise en évidence de ces schizons s'avère difficile à cause de la faiblesse des sections efficaces et de l'importance du bruit de fond. Nous nous bornerons ici à étudier la production de ces particules par les neutrinos. Lee, Yang et Markstein [27] ont calculé les sections efficaces des réactions.

$$\nu_\mu + Z \rightarrow W^+ + \mu^- + (Z \text{ dans les divers états finaux possibles}) \quad (5)$$

$$\bar{\nu}_\mu + Z \rightarrow W^- + \mu^+ + (Z \text{ dans les divers états finaux possibles}) \quad (6)$$

Ces réactions proviennent de la création d'une paire ($W^\pm + \mu^\mp$) dans le champ coulombien du *noyau tout entier* c'est la production *cohérente* ou de chaque *proton individuellement* c'est la production *incohérente*.

On démontre aisément que les sections efficaces des réactions (5) et (6) sont égales dans l'approximation de Born. Il suffit d'appliquer dans la réaction (5) les transformations CP aux leptons, P aux noyaux et nucléons (C = conjugaison de charge, P = inversion d'espace ou parité). On obtient une réaction déduite de la réaction (6) en changeant de signe toutes les impulsions, transformation qui n'a aucun effet sur la section efficace.

Les auteurs de la référence [27], calculent alors la section efficace de la réaction (5) en fonction de la masse du W, de son moment magnétique $\frac{e\hbar}{2m_W c} (1 + K)$ ($e = (\frac{4\pi}{137})^{1/2}$), et de l'énergie des neutrinos incidents ; la figure (4) représente les sections efficaces pour les processus cohérent et incohérent en fonction de l'énergie des neutrinos, pour diverses valeurs de m_W et pour $K = 0$. Pour le processus cohérent, dans ce calcul le matériau cible choisi est l'aluminium et on a représenté la section efficace normalisée à un proton (dans le cas de l'aluminium, 1/14 de la section efficace cohérente totale). Cette quantité dépend légèrement du rayon du noyau cible. La section efficace incohérente varie d'un facteur 2 environ lorsque K passe de la valeur -1 à la valeur +1, la section efficace cohérente est très peu affectée par les variations de K.

La section efficace totale de production du $W^\pm$ est donnée par :

$$\sigma \cong Z \sigma_{(\nu + p)}^{\text{incohérente}} + \left(1 - \frac{1}{Z}\right) \sigma_{(\nu + Z)}^{\text{cohérente}}$$

Le terme $-\frac{1}{Z} \sigma^{\text{cohérente}}$ est une correction approximative apportée à la section efficace incohérente.

En effet lorsque le moment de transfert (quadrivecteur) du nucléon est trop faible, la réaction incohérente correspondante est interdite par le principe de Pauli, les contributions correspondant à ces faibles moments de transfert sont incluses dans $\sigma^{\text{cohérente}}$, il est donc nécessaire de faire la soustraction indiquée.

La production du W, s'il existe, correspondra essentiellement dans notre expérience à des événements avec plusieurs particules chargées issues du même sommet ; la désintégration du boson intermédiaire donnera à la réaction (5) par exemple l'aspect d'une production de paire de leptons ($\mu^\pm, e^\mp$) ($\mu^\pm, \mu^\mp$). D'autres événements correspondront à la désintégration $W^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0$. Nous calculerons plus loin quelle proportion des événements pourraient être due au boson intermédiaire pour différentes valeurs de sa masse.

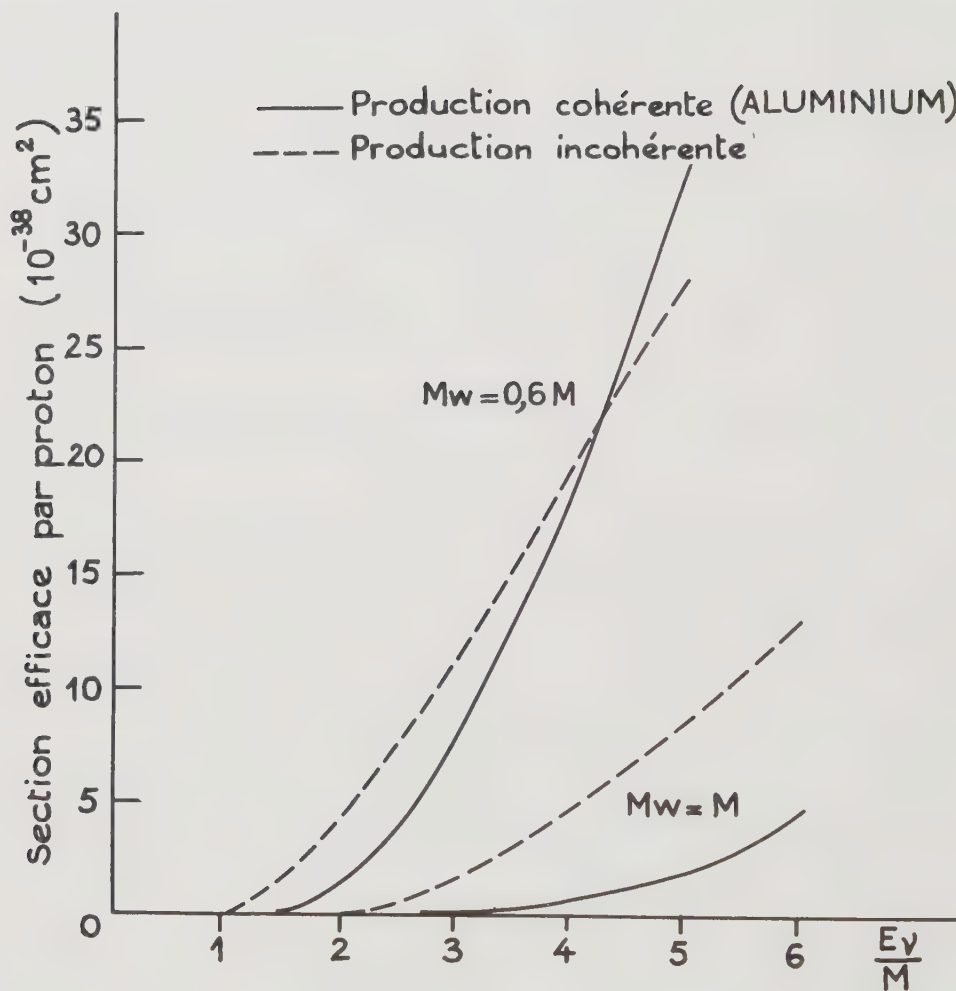


Fig. 4

V - PRODUCTION DE MESONS π DANS LES COLLISIONS NEUTRINO NUCLEON

Nous désirons étudier dans ce paragraphe les réactions

$$\nu + n \rightarrow e^- \text{ (ou } \mu^-) + p + \pi^0 \quad (7)$$

$$\nu + n \rightarrow e^- \text{ (ou } \mu^-) + n + \pi^+ \quad (8)$$

$$\nu + p \rightarrow e^+ \text{ (ou } \mu^+) + n + \pi^0 \quad (9)$$

$$\nu + p \rightarrow e^+ \text{ (ou } \mu^+) + p + \pi^- \quad (10)$$

Les calculs de ces sections efficaces ont été effectués par Dennery, Berman et Bell [28]. L'évaluation de ces sections efficaces utilise les hypothèses suivantes :

a) Les leptons interagissent avec les particules à interactions fortes par l'intermédiaire d'un boson vectoriel W (fig. 5)



Fig. 5

b) La partie vectorielle du courant des particules à interactions fortes obéit à la loi de conservation $\frac{\partial J_\lambda^v}{\partial x_\lambda} = 0$ proposée par Gell Mann et Feynman.

Dans ces conditions on peut relier la partie de la section efficace qui est due au courant vectoriel à la partie isovectorielle de la section efficace de production de mésons π , dans les collisions électro-nucléon [29]. En extrapolant les résultats expérimentaux de la production de mésons π par les électrons de 600 MeV à 1 GeV, Berman [28] a obtenu

$$\sigma_{\nu}^{(v)} \leq 10^{-39} \text{ cm}^2$$

La contribution due à la partie axiale du courant est plus délicate à évaluer. Dennery effectue le calcul en faisant l'hypothèse que la résonance ($J = 3/2$, $T = 3/2$) du système méson π -nucléon correspond à la contribution la plus importante dans les intégrales de dispersion. Toutefois l'évaluation de ce terme axial est complexe et conduit à des résultats qui peuvent varier notablement. En fait il est possible que la contribution de la partie axiale du courant soit dominante par rapport à la contribution de la partie vectorielle. Pour des neutrinos incidents d'énergie 1 GeV, il est parfaitement possible que la section efficace totale pour la réaction (8) par exemple soit pratiquement égale à la section efficace de la section $\nu + n \rightarrow e^- \text{ (ou } \mu^-) + p$.

CHAPITRE II

LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

I - GENERALITES

Avec des sections efficaces aussi faibles que celles que nous avons calculées plus haut, le premier problème qui se pose est de savoir quelles intensités de neutrinos et quels détecteurs sont nécessaires pour obtenir des événements en nombre suffisant dans un temps limité.

Supposons que l'on dispose d'un faisceau tel que le flux de neutrinos à travers tout élément de surface de la face d'entrée du détecteur soit constant. Les dimensions du détecteur sont négligeables par rapport à la distance cible face d'entrée. Dans ces conditions le nombre d'événements produits par impulsion de la machine est proportionnel au poids du détecteur quel que soit le matériau dont ce dernier est constitué. Nous admettons ici que pour toutes les substances considérées, le rapport nombre de neutrons/nombre de protons est très peu différent de 1 ; nous nous intéressons d'autre part uniquement aux réactions (1) (2) (3) et (4) laissant pour l'instant de côté la question du boson intermédiaire. Soient F le flux de neutrinos par centimètre carré, P le poids du détecteur, nous prenons pour section efficace moyenne des neutrinos dans la réaction (1) ou (2) $\sigma = 0,5^{-38} \times 10^{-38} \text{ cm}^2$. Le nombre d'événements par cycle de la machine est donné par

$$N = 6,02 \times 10^{23} \times 0,5 \times 10^{-38} \times \frac{P}{2} (\text{grammes}) \times F \approx 1,5 \times 10^{-15} \times FP$$

Dans le cas où on accélère les protons jusqu'à 30 GeV on aura approximativement 30 000 impulsions de machine par jour, et $F = 3 \times 10^3$ neutrinos/cm²/10¹¹ protons accélérés. On obtient dans ces conditions $1,3 \times 10^{-7} P$ événements par jour provenant de la réaction (1) ou (3) pour une intensité moyenne de 10¹¹ protons accélérés. On est donc conduit à construire des détecteurs de plusieurs tonnes pour obtenir des événements suffisamment fréquents.

Nous étudierons successivement dans ce paragraphe la fabrication du faisceau de neutrinos et la protection utilisée pour éliminer toutes les particules autres que les neutrinos. Dans les deux paragraphes suivants, nous décrirons le détecteur et le système de déclenchement.

1/ Faisceau de neutrinos.

L'intensité du faisceau de neutrinos qui atteint le détecteur est donnée par

$$I P_1 P_2$$

I = Nombre de mésons π émis à la cible par unité de temps.

P_1 = probabilité de désintégration des mésons. π

P_2 = probabilité que le neutrino émis atteigne le détecteur.

La figure (6) représente l'arrangement que nous avons utilisé ; nous allons justifier le choix de certains paramètres. Le faisceau de protons circulant dans la machine heurte la cible placée au début d'une section droite ; la figure (7) contient pour diverses énergies des protons et en fonction de l'angle d'émission, les spectres des mésons π émis tels qu'ils ont été mesurés à Brookhaven. Pour calculer I à partir de ces spectres, on doit tenir compte de la fréquence des impulsions de la machine qui varie entre 25 par minute si les protons sont accélérés jusqu'à 30 GeV, et 50 par minute pour 15 GeV. On obtient finalement des valeurs très similaires pour I et c'est le problème de la protection qui nous imposera le choix de l'énergie.

Soient maintenant S la distance de la cible au mur de protection et s l'épaisseur de ce dernier ; le détecteur est placé immédiatement derrière ce mur. Les mésons π peuvent se désintégrer sur la distance S , P_1 est donc proportionnel à S . P_2 est proportionnel à l'angle solide sous lequel est vue

EXPERIENCE NEUTRINO A L'AGS

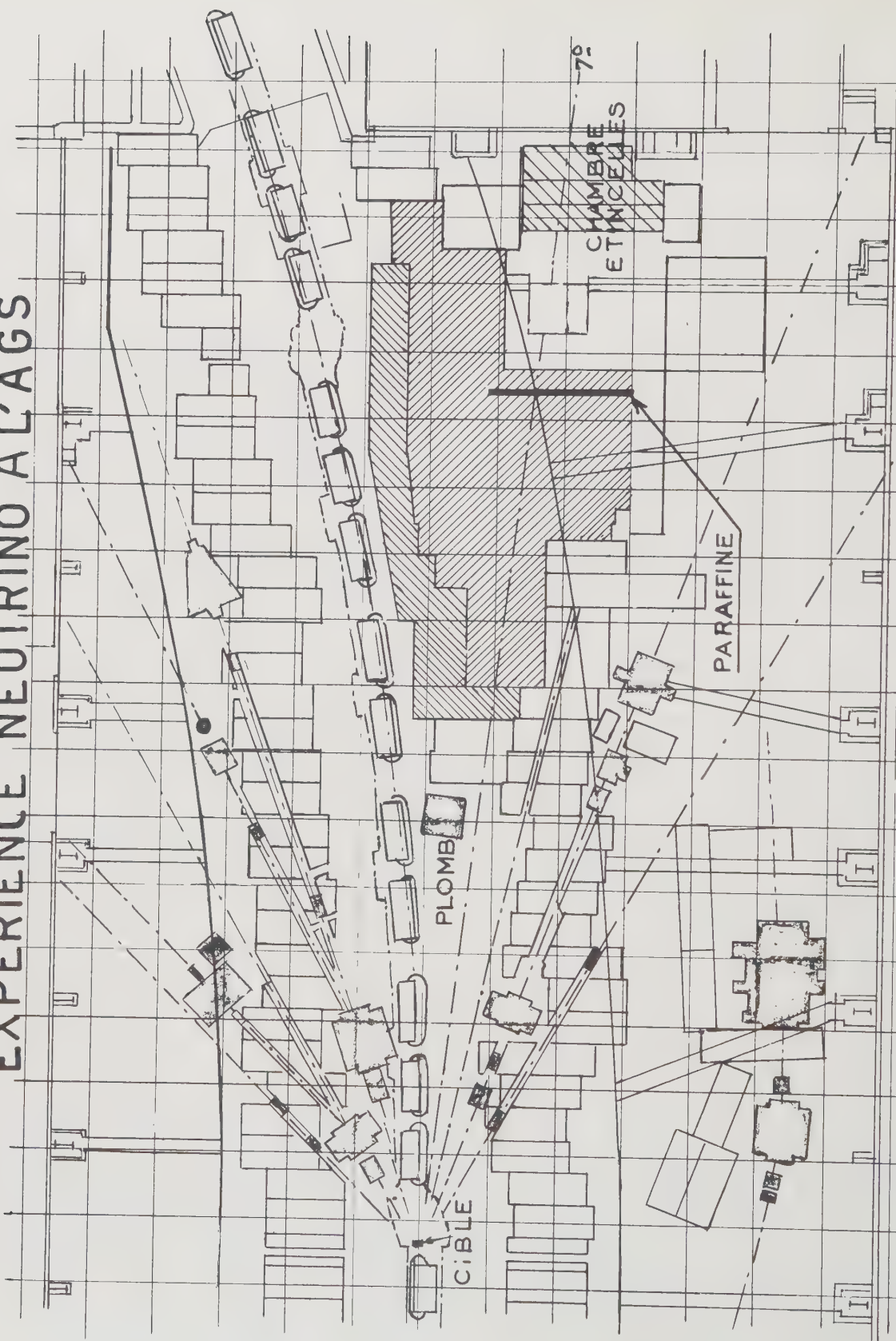


Fig. 6

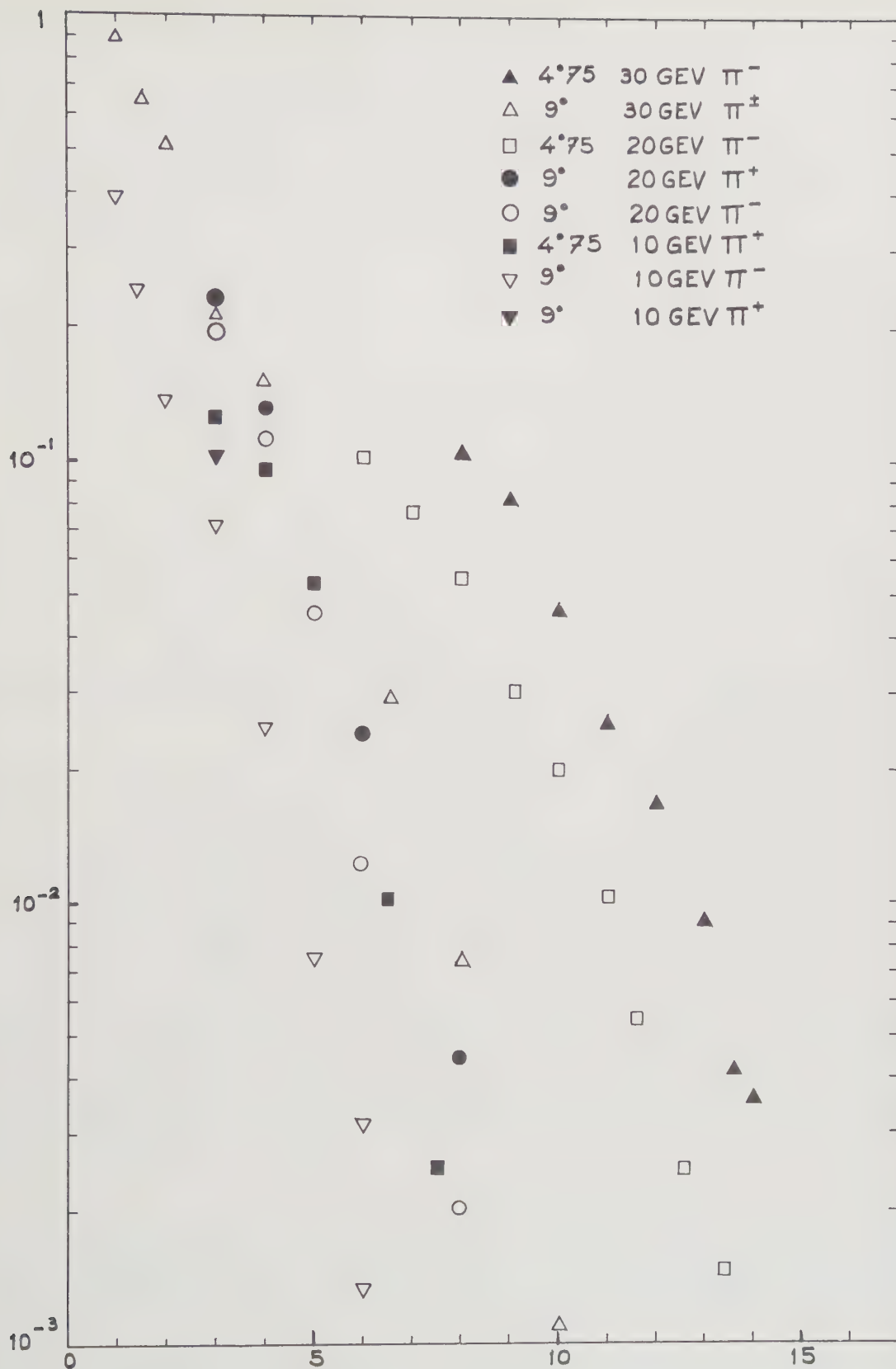


Fig. 7

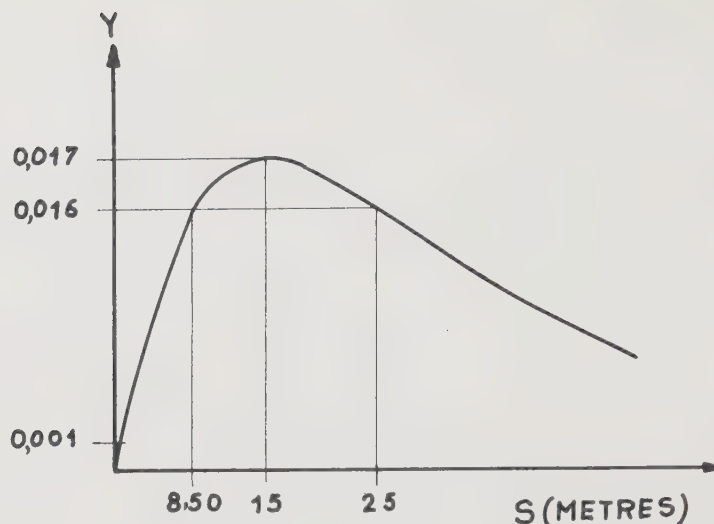


Fig. 8

l'unité de surface du détecteur, donc à $\frac{1}{(S + s)^2}$. La distance s sera imposée par les nécessités de la protection. Prenons $s = 15$ mètres, la figure (8) représente la variation de $y = \frac{S}{(S + 15)^2}$

On voit sur cette courbe que le maximum de y correspond à $S = s = 15$ m. Pour avoir une idée plus précise, cherchons quelles variations de la distance S correspondent à $\Delta y/y = 5\%$. On obtient $S = 15 \pm 9$. On peut donc faire varier S entre 10 mètres et 24 mètres suivant les nécessités de l'implantation de l'équipement en ne modifiant pratiquement pas $P_1 P_2$.

Il nous reste à fixer l'angle d'émission moyen qui correspond à la droite joignant la cible au centre du détecteur. La cible est placée à l'entrée d'une section droite de la machine. Cette section droite a trois mètres de longueur ; il en résulte que pour des angles d'émission compris entre 0° et environ $6^\circ 1/2$ les mésons π sont très rapidement éliminés soit par interactions avec le fer des aimants de la machine pour les plus petits angles, soit par la défocalisation due au champ de fuite des mêmes aimants. Comme d'autre part I décroît assez rapidement lorsque l'angle d'émission augmente, on est amené à choisir l'angle le plus faible compatible avec les dimensions du détecteur : la chambre à étincelles que nous décrirons plus loin a une largeur de 1,20 mètre. Pour $(s + S) = 30$ m le détecteur est donc vu de la cible sous un angle de 2° . Ceci conduit à donner à l'angle d'émission moyen la valeur $7^\circ 1/2$ afin d'obtenir une illumination quasi uniforme du détecteur par les neutrinos.

Nous avons ainsi déterminé les paramètres du faisceau de neutrinos que l'on peut obtenir simplement à partir d'une machine comme l'AGS. Il existe des moyens d'obtenir des faisceaux de neutrinos plus intenses ; tous nécessitent un faisceau extrait et un dispositif focalisant complexe [30] pour renvoyer les mésons π de toutes impulsions dans la direction du détecteur.

On peut probablement multiplier ainsi le paramètre I par un facteur de l'ordre de 50, mais l'intérêt du problème théorique envisagé et l'impatience des physiciens nous ont conduit à devancer ces perfectionnements techniques qui seront de la plus grande utilité pour les expériences futures.

2/ Protection.

Ce problème est particulièrement délicat et la solution que l'on peut lui apporter fait intervenir la théorie et l'expérience. Nous désirons éliminer toutes les particules autres que les neutrinos, de telle manière qu'elles ne puissent ni simuler une interaction de neutrinos, ni empêcher l'appareillage de fonctionner correctement ; nous analyserons le problème pour deux particules correspondant à ces deux dangers : les neutrons et les muons.

a) Neutrons

Nous considérerons, d'un point de vue théorique, uniquement la question des neutrons provenant de la direction de la cible. Le problème des neutrons arrivant latéralement, dont les sources sont les divers points de la machine, a été résolu par des expériences préliminaires une fois le dispo-

sitif en place ; la présence de quelques événements se produisant avec une fréquence comparable à celle des événements neutrinos nous a amenés à déceler deux points faibles de la protection latérale au cours de la première partie de l'expérience ; dans la seconde partie de l'expérience cette protection a été renforcée et s'est révélée parfaitement efficace.

Définissons, en suivant Lindenbaum [31], un libre parcours moyen λ pour l'élimination effective des neutrons primaires traversant un mur de protection ; ce parcours est légèrement supérieur au libre parcours classique dans le matériau considéré car les neutrons qui diffusent avec une faible variation de leur énergie ne sont pas éliminés du faisceau primaire. La figure 9 représente le libre parcours effectif dans le fer en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

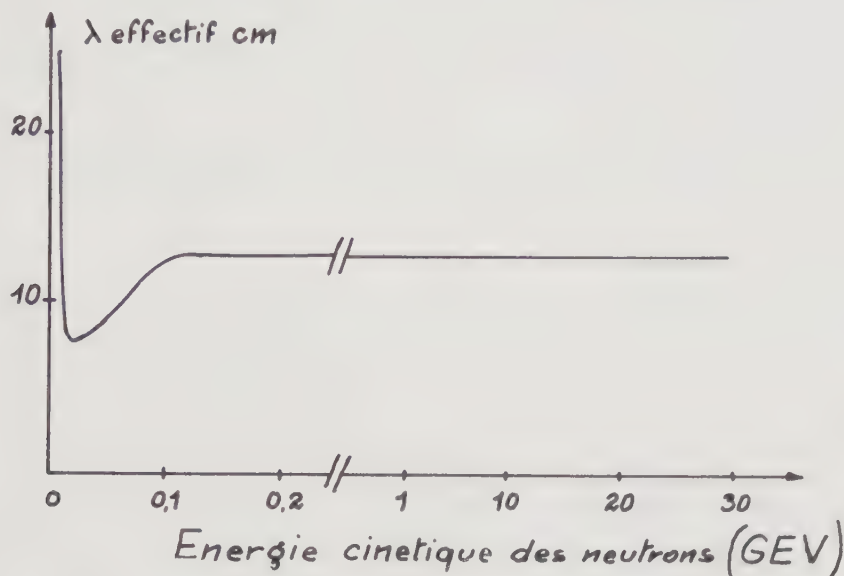


Fig. 9

La loi d'atténuation du faisceau total, neutrons primaires et secondaires est sensiblement plus complexe. On peut montrer que dans le cas où l'épaisseur du mur de protection est grande par rapport au produit $n\lambda$ effectif (n nombre moyen des collisions nécessaires pour abaisser l'énergie des neutrons secondaires jusqu'à environ 100 MeV), la loi d'atténuation globale reste approximativement exponentielle avec un libre parcours légèrement supérieur à λ effectif. Les mesures d'absorption dans le fer effectuées à Brookhaven avec des mésons π de 3,6 et 9 GeV ont montré que le libre parcours des particules à interactions nucléaires est inférieur à 24 cm.

Nous aurons environ un événement neutrino par jour pour 10^{11} protons circulant dans la machine, supposons que ces protons produisent 10^{11} neutrons émis en direction du détecteur, nous aurons alors au maximum 6×10^{15} neutrons tombant sur le mur de protection dans une journée. Comme chaque neutron pénétrant dans le détecteur produira à coup sûr un faux événement, supposons que nous voulions réduire cette contamination à un pour cent du nombre d'événements, nous devons atténuer le faisceau de neutrons par un facteur 6×10^{17} . Avec un libre parcours de 24 cm, et une loi d'atténuation exponentielle nous obtenons :

$$d \text{ (épaisseur du mur de protection) } = 10 \text{ mètres.}$$

De plus comme le montre la figure (9), le libre parcours effectif croît notablement pour les énergies de neutron inférieures à 25 MeV ; par contre aux mêmes énergies la section efficace neutron proton devient très grande. Pour éliminer complètement les neutrons nous introduirons donc dans le mur de protection à proximité du détecteur, une dalle de paraffine d'épaisseur 30 cm comme le montre la figure (6).

La protection calculée pour les neutrons est à plus forte raison suffisante pour éliminer les particules chargées à interactions nucléaires. Ces particules subissent en effet un ralentissement supplémentaire dû à la perte d'énergie par ionisation.

b) Muons

La protection du détecteur contre les muons pose un problème plus simple que le précédent. En effet un muon sera facilement identifiable puisqu'on le verra entrer dans le détecteur ; mais ce dernier sera protégé par un compteur à scintillation afin d'éviter que les déclenchements parasites dus aux muons ne soient trop nombreux ; chaque fois qu'un muon donnera une impulsion dans ce compteur, le détecteur sera inactif pendant un certain temps. Il est donc important de réduire le flux des muons à un niveau acceptable. Les muons n'ayant pas d'interactions nucléaires, la perte d'énergie par ionisation est la seule possibilité de les éliminer par arrêt dans la matière. Au minimum d'ionisation la perte d'énergie par ionisation dans le fer est de $1,27 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$; en parcourant un mètre dans le mur de protection, un muon subit donc une perte d'énergie de 1 GeV. Le fer dont nous disposons nous permet de construire un mur d'épaisseur maximum 13,5 mètres ; ceci nous conduira à n'accélérer les protons dans la machine que jusqu'à une énergie de 15 GeV. En pratique, la détermination du paramètre "énergie des protons accélérés" sera effectuée expérimentalement, en contrôlant électroniquement que le nombre de μ atteignant le détecteur reste inférieure à une limite tolérable.

La protection frontale ainsi déterminée sera amplement suffisante pour éliminer aussi toutes les formes de rayonnement autres que les muons et les particules à interactions fortes.

II - LA CHAMBRE A ETINCELLES

Les informations que l'on peut éventuellement obtenir sur les particules produites dans les réactions (1) (2) (3) et (4) peuvent se classer en trois catégories.

- a) Nature des particules : muon, électron, proton, méson π
- b) Paramètres géométriques : angles dans l'espace
- c) Paramètres cinématiques : impulsion et énergie des particules.

Il est de toute évidence que les informations de la catégorie (a) ne doivent pas présenter d'ambiguïté en ce qui concerne la différenciation entre un électron et toutes les autres particules chargées. D'autre part pour prouver que l'on a réellement observé des interactions de neutrinos ou d'antineutrinos, on sera amené, en l'absence d'électrons, à établir que l'on a réellement produit des muons ; cette deuxième information pourra cependant être plus qualitative que la première. Les informations des catégories (b) et (c), aussi précieuses qu'elles soient, ne sont néanmoins pas indispensables à la démonstration de l'existence de deux neutrinos. Si l'on veut pourtant avoir une idée des sections efficaces totales on aura à utiliser les informations (c) ; les paramètres géométriques seront nécessaires pour établir les distributions angulaires.

Pour obtenir toutes ces informations, le détecteur idéal est bien entendu la chambre à bulles, à hydrogène liquide si cela est possible, avec champ magnétique. Toutefois les plus grandes chambres à bulles existant à l'heure actuelle contiennent 35 kilogrammes d'hydrogène pour la chambre à hydrogène liquide de Berkeley, environ 1 tonne de fréon pour la chambre à liquide lourd du CERN, de plus la construction de chacune de ces chambres à bulles a réclamé plus de deux années d'efforts et d'études. Il a donc fallu que nous nous orientons vers des instruments moins précis, mais plus commodes à construire pour des volumes et des masses élevés.

Au début de l'année 1960, au moment où la préparation de cette expérience a débuté, une nouvelle technique, celle des chambres à étincelles connaissait une renaissance [32]. Ce nouvel instrument présentait les avantages suivants : coût peu élevé, construction aisée et rapide même pour de très grandes masses, facilité d'une prise de vues stéréoscopiques permettant une reconstruction dans l'espace. Il restait à s'assurer que l'on pouvait construire cet appareil dans de telles conditions qu'il permette d'obtenir les informations des catégories (a) et, d'une manière moins précise, (c).

La chambre à étincelles est un ensemble de plaques métalliques parallèles et équidistantes entre lesquelles se trouve une atmosphère composée d'un ou de plusieurs gaz nobles. Après passage d'une particule ionisante, l'application d'une différence de potentiel entre les plaques permet de matérialiser la trajectoire de la particule par une série d'étincelles.

1/ Construction de la chambre.

Pour fournir les informations de la catégorie (a) il est nécessaire que la propriété spéciale aux électrons : la formation de gerbes, puisse être mise en évidence dans la chambre. Les matériaux faciles à utiliser et peu coûteux sont le fer et l'aluminium ; pour comparer des appareils

donnant des informations (c) de qualité équivalente, nous considérerons le cas de plaques de fer ou d'aluminium ayant le même nombre de grammes par cm^2 , c'est-à-dire approximativement le même pouvoir d'arrêt. Les données relatives à des plaques de 7 g/cm^2 figurent dans la table I :

TABLE I

Matériaux	Epaisseur	ΔE pour un muon	Longueur de radiation
Fer	0,9 cm	30 MeV	2,2 plaques
Aluminium	2,6 cm	30 MeV	3,4 plaques

D'après de tableau on voit que le développement des gerbes d'électrons se fera après traversée de moins de plaques dans le cas du fer ; il n'est en fait pas certain que cette propriété du fer présente un réel avantage dans le cas considéré, car il est probablement préférable d'avoir au moins trois ou quatre intervalles illuminés par le même électron avant que celui-ci ne se multiplie. Le seul avantage du fer est de donner une multiplicité légèrement plus grande que l'aluminium, mais la méthode de construction que nous utiliserons nous amènera cependant à faire choix de l'aluminium.

Il reste à déterminer comment nous allons constituer notre détecteur avec des plaques d'aluminium. Pour déclencher la chambre à étincelles nous utiliserons une impulsion provenant d'un circuit établissant la coïncidence entre deux impulsions fournies par des compteurs à scintillation. Il convient de déterminer quel arrangement des plaques et des compteurs permet d'obtenir une probabilité suffisante pour la détection des électrons.

Pour étudier ce problème nous considérons l'arrangement représenté par la figure (10), où n_1 et n_2 sont deux paramètres.

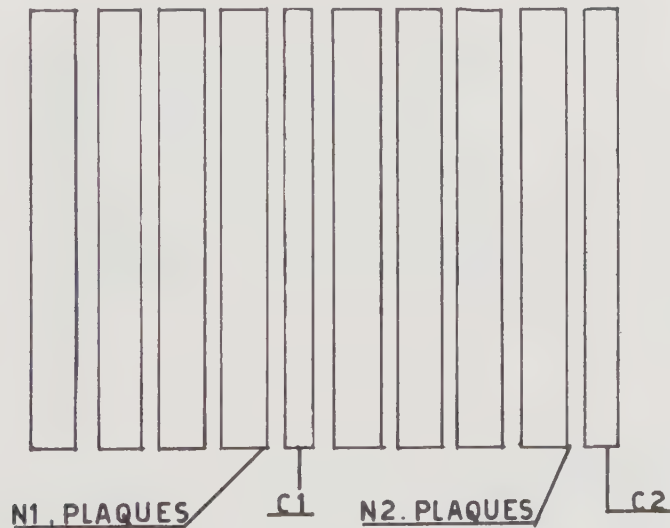


Fig. 10

Un électron sera détecté s'il traverse à la fois les compteurs C_1 et C_2 ; les courbes de la figure (11) représentent les probabilités de détection des électrons dans la chambre à étincelles pour différentes valeurs de n_1 et n_2 . Ces courbes ont été établies en utilisant les calculs de Rossi [33] sur le développement des gerbes d'électrons ; pour calculer la probabilité de détection, nous avons déterminé le nombre moyen d'électrons se trouvant dans la gerbe après un parcours donné ; nous avons choisi pour la déviation moyenne par rapport à ce nombre, une valeur intermédiaire entre celles données par les distributions de Poisson et de Furry. Pour déterminer la probabilité globale de détection nous avons pris la moyenne des probabilités de détection variables suivant la plaque dans laquelle l'électron initial a été créé.

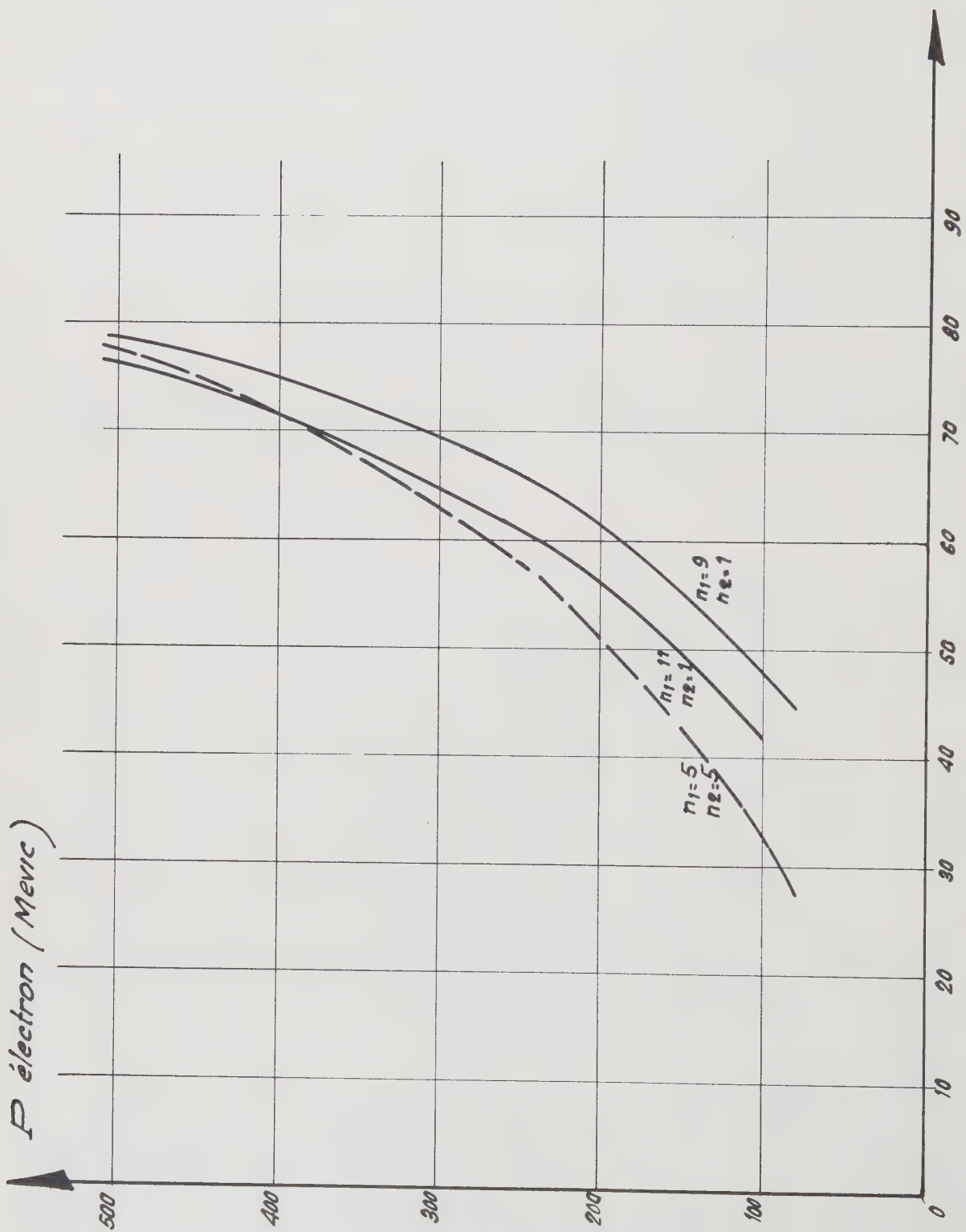


Fig. 11

Il ressort de ces courbes que :

a) Si nous exigeons une probabilité de détection des électrons de 300 MeV égale à 70 %, par exemple, $n_1 + n_2 \cong 10$ plaques.

b) Pour une même valeur de $(n_1 + n_2)$, la probabilité de détection est plus grande, spécialement pour les faibles impulsions, si $n_1 \gg n_2$.

Nous choisirons dans ces conditions, de constituer des blocs n_1 de 9 plaques, les compteurs C_1 et C_2 seront fixés de chaque côté d'une plaque d'aluminium d'épaisseur 2 cm. Cette plaque servira d'une part à supporter les compteurs, d'autre part à arrêter les particules de faible énergie qui, produites dans la plaque précédant C_1 , ou dans le compteur C_1 , produiraient des coïncidences sans intérêt pour l'expérience. Les plaques d'aluminium auront $1,20 \times 1,20 \text{ m}^2$, et chaque unité pèsera environ une tonne.

2/ Technique de construction.

La chambre à étincelles devra fonctionner plusieurs mois pour notre expérience ; comme des traces d'oxygène suffisent à rendre l'efficacité de la chambre très erratique, les deux solutions possibles sont de construire soit un détecteur parfaitement étanche qui ne nécessite pratiquement pas de renouvellement du gaz, soit une chambre où l'on fait circuler en permanence un gaz noble que l'on laisse échapper. Ce deuxième procédé, outre le fait qu'il est coûteux, peut se révéler à la longue d'une utilisation particulièrement fastidieuse ; c'est pourquoi nous avons opté pour la première solution. Un premier essai peu satisfaisant de collage de plaques d'acier de 1 cm d'épaisseur et de cadres de plexiglas pour constituer un élément de chambre nous a conduit à nous tourner vers l'aluminium. En effet de chaque côté d'une plaque de 2,5 cm d'épaisseur (7 g/cm² d'aluminium), on peut aisément creuser une gorge de 4 mm de profondeur où se logeront des joints toriques permettant de réaliser une étanchéité pratiquement totale ; le type de construction ainsi défini est représenté schématiquement par la figure (12).

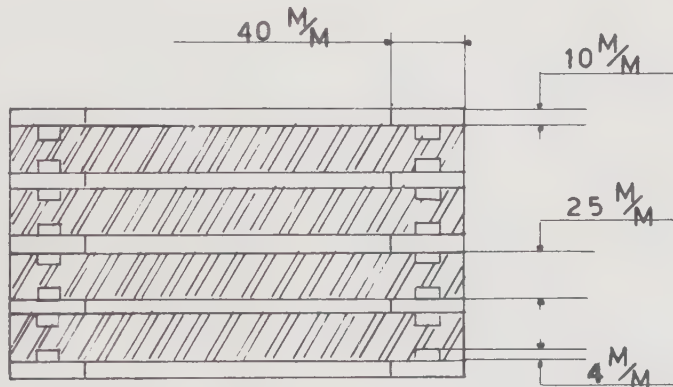
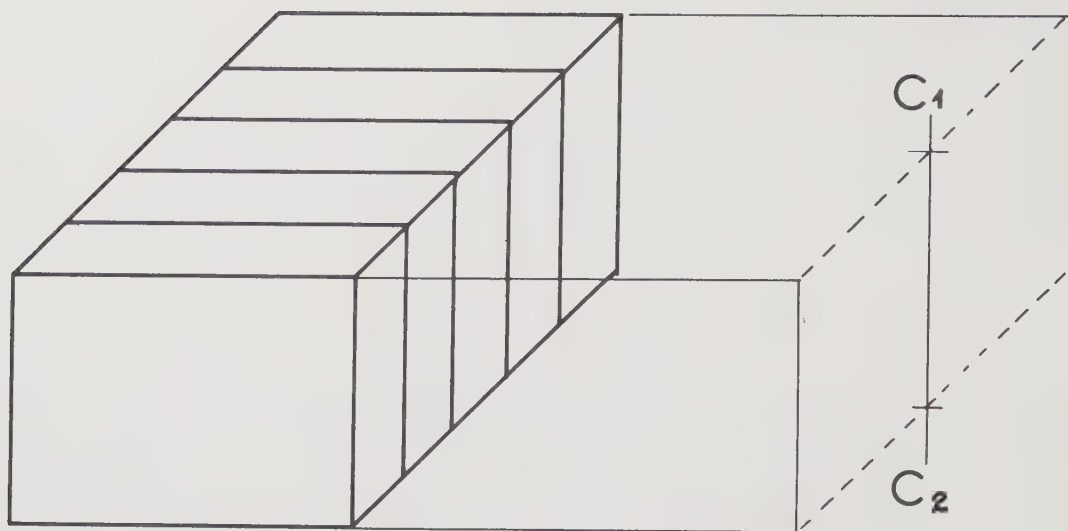


Fig. 12

Les plaques que nous avons utilisées proviennent d'aluminium brut de laminage ; aucun usinage autre que le creusement des gorges n'a été effectué sur ces plaques. Les cadres de plexiglas ont été réalisés par collage de quatre barres constituant les quatre côtés du cadre. L'ensemble des neuf plaques d'aluminium et des huit cadres de plexiglas constituant un élément de la chambre sont réunis par huit tirants transversaux qui assurent la rigidité et le serrage. Les dix éléments sont placés en deux rangées superposées dans un cadre ; les éléments sont montés sur roulements et peuvent être introduits ou retirés à volonté.

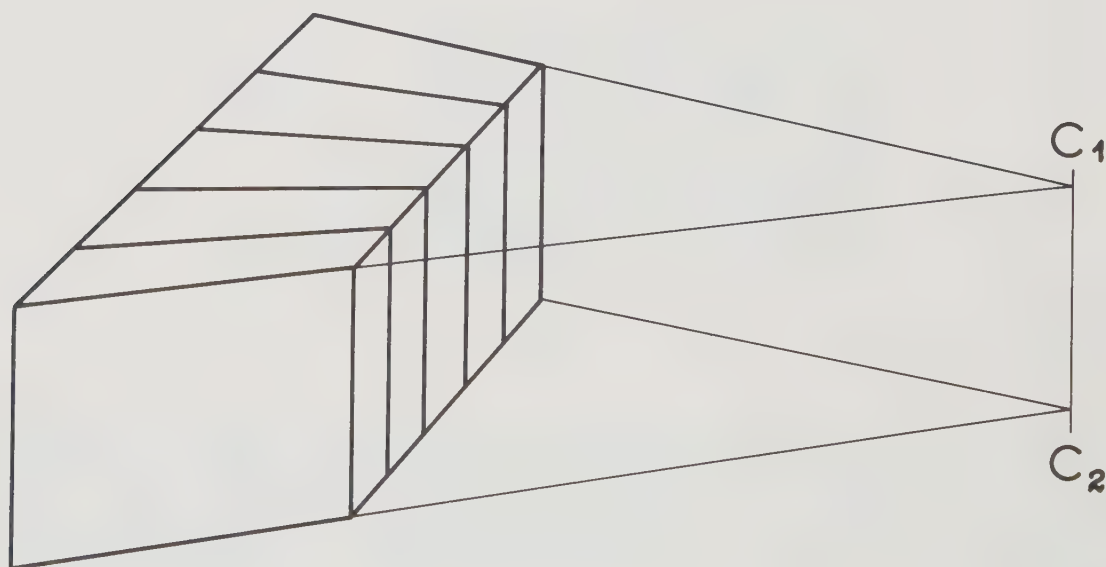
3/ Système optique.

Un seul des quatre côtés de la chambre reste dégagé pour la prise de vue ; celle-ci s'effectuera avec un angle stéréoscopique de seize degrés. Cette valeur est suffisante pour permettre une bonne reconstruction de l'événement dans l'espace. Pour chacune des deux rangées d'éléments, deux caméras sont utilisées afin de réduire au minimum le volume non vu. Les deux faces internes et et externe du côté du cadre de plexiglas à travers lequel s'effectue la prise de vue sont polies, de plus l'usinage du plexiglas a été spécialement soigné avec des recuits successifs afin d'éviter toute distortion optique.



CHAMBRE

CAMERAS



CHAMBRE [TELLE QU'ELLE EST VUE
PAR LES CAMERAS

Fig. 13

Etant donnée la largeur de l'étincelle dans l'espace (1 mm), la définition des paramètres optiques ne présente aucune difficulté en ce qui concerne la profondeur de champ et la tache de diffraction, nous nous contenterons de donner les valeurs de ces paramètres :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Distance objectif-entrée de la chambre} = 4,20 \text{ m} \\ \text{Distance focale de l'objectif} = 100 \text{ mm} \\ \text{Diamètre du diaphragme} = 6 \text{ mm} \end{array} \right.$$

Pour pouvoir photographier les événements dans la chambre, il est de plus nécessaire de disposer une lentille cylindrique devant chacun des éléments ; la génératrice focale de ces diverses lentilles est dans tous les cas la droite joignant les centres des deux objectifs. La figure (13) illustre clairement la nécessité et l'effet d'une telle lentille.

L'image de chaque plaque à travers la lentille cylindrique se trouve dans un plan passant par la droite qui joint les deux objectifs. En fait nous avons utilisé en guise de lentilles cylindriques une série de prismes à arête verticale et à angle variable ; l'angle α d'un prisme est déterminé par :

$$\frac{d}{(n - 1) D} = \alpha$$

où D = distance d'une caméra à la chambre

n = indice de réfraction du prisme

d = distance de l'élément considéré au plan passant par les caméras et perpendiculaire à la face optique des chambres.

La présence de cette lentille de Fresnel introduit des aberrations qu'il est important de connaître. Considérons une trace horizontale, telle que le plan contenant la trace et le centre de l'objectif de l'une des caméras fasse un angle β avec le plan horizontal (figure 14) ; le plan contenant le faisceau lumineux est diffracté à son entrée dans le prisme et, β étant petit, l'angle de ce plan avec le plan horizontal devient dans le prisme $\beta' = \frac{\beta}{n}$. Donc le faisceau lumineux issu de la trace et qui atteindra la caméra traversera un prisme d'angle α' tel que

$$\text{tg } \alpha' = \frac{\text{tg } \alpha}{\cos \beta/n}$$

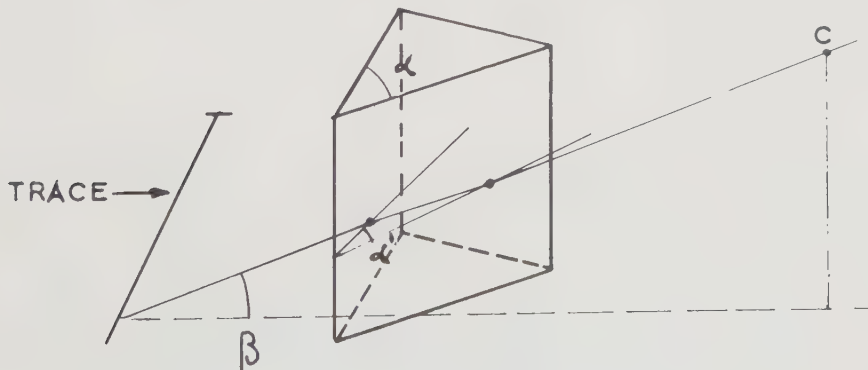


Fig. 14

Les angles β , α et α' sont suffisamment petits pour que l'on puisse écrire

$$\alpha' = \alpha \left(1 + \frac{\beta^2}{2n^2} \right)$$

Dans ces conditions l'angle de déviation en projection horizontale que subira un rayon lumineux sera :

$$(n - 1) \alpha' \cos \beta \cong (n - 1) \alpha \left(1 + \frac{\beta^2}{2n^2} - \frac{\beta^2}{2} \right) = (n - 1) \alpha \left[1 - (n^2 - 1) \frac{\beta^2}{2n^2} \right]$$

Ceci correspond à une variation maximum de l'angle de déviation en projection horizontale pour $\alpha = 24^\circ$, $\beta = 14^\circ$:

$$\delta \cong 0,2^\circ$$

Or, l'angle minimum d'ouverture, en projection horizontale, du pinceau lumineux qui issu, d'un point peut passer entre les plaques est de :

$$\epsilon = \frac{\text{intervalle entre plaques}}{\text{longueur des plaques}} = 1/120 \text{ radian} \cong 0,5^\circ$$

Cette distorsion horizontale n'empêchera donc jamais complètement de voir une étincelle, au pire aucun rayon lumineux provenant d'environ un tiers ($\frac{\delta}{\epsilon}$) de la longueur de l'étincelle ne pourra atteindre la caméra. Les autres distorsions introduites soit par la lentille, soit par les cadres en plexiglas sont complètement négligeables. L'ensemble optique est complété par une série de marques fiduciaires permettant d'effectuer des mesures précises.

III - ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

Le faisceau circulant dans la machine est composé d'une série de douze paquets de protons ; cette structure est due à la présence de douze cavités servant à l'accélération réparties sur toute la longueur de la machine. Le temps qui correspond au passage de l'un des paquets de protons est de vingt nanosecondes et deux paquets successifs sont séparés par deux cents nanosecondes. Le faisceau de protons accélérés jusqu'à 15 GeV est envoyé par un déflecteur magnétique rapide sur la cible de béryllium (Figure 6) produisant un faisceau secondaire dont la durée totale est de 20 à 30 microsecondes suivant le positionnement de la cible et le réglage du déflecteur. Le faisceau secondaire conserve la structure du faisceau de protons et l'intensité des particules en fonction du temps se présente comme l'indique la figure (15)

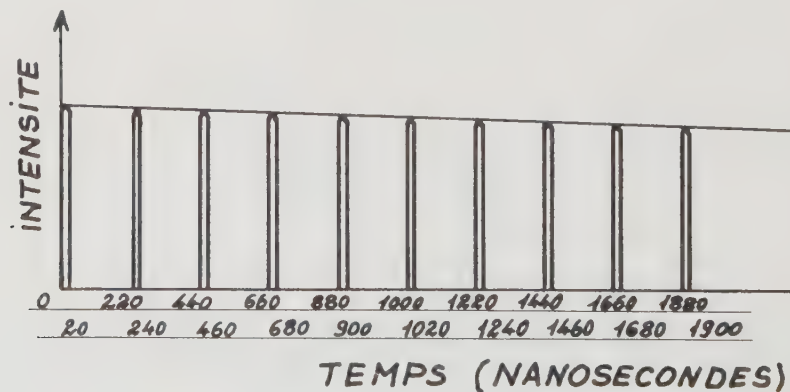


DIAGRAMME GENERAL POUR UN ENSEMBLE DE CINQ ELEMENTS

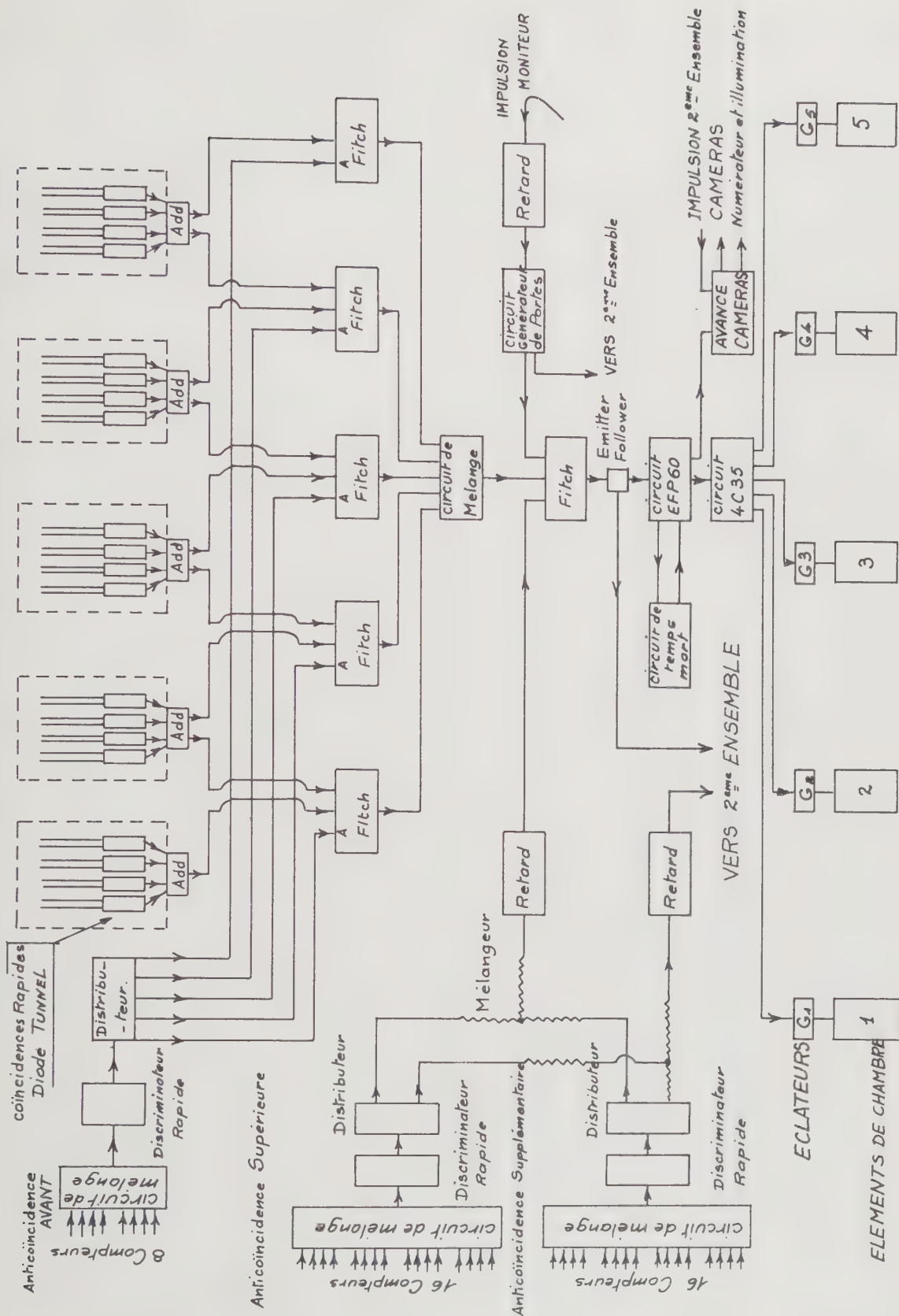


Fig. 16

L'utilisation de cette structure est un des points capitaux de cette expérience ; en effet en travaillant en coïncidence sur les bouffées de particules, on réduit le temps de sensibilité du détecteur par un facteur dix sans risquer de perdre aucun événement. Les divers bruits de fond, rayons cosmiques, neutrons etc, se trouvent abaissés en conséquence. En pratique un compteur Cerenkov placé devant le mur de protection regarde vers la cible, les impulsions qu'il fournit sont mises en forme et convenablement retardées afin de construire une série de portes de 25 nanosecondes de largeur. Un événement ne sera admis que s'il s'est produit à l'intérieur de l'une de ces portes.

La figure (16) représente un schéma d'ensemble des circuits électroniques. Cet ensemble étant essentiellement, avec addition ou mélange des impulsions fournies, la répétition d'une même série élémentaire de circuits, nous allons pour plus de clarté analyser d'abord pour un seul élément la succession des opérations électroniques qui conduisent au déclenchement de la chambre toute entière.

Reportons nous à la figure (17) qui représente l'ensemble de la chambre à étincelles équipée de ses compteurs ; tout feuillet en anticoincidence ou en coïncidence est formé d'unités de scintillateur de dimensions 120 cm x 30 cm x 1,25 cm regardées en bout par un seul phototube à dix éta-

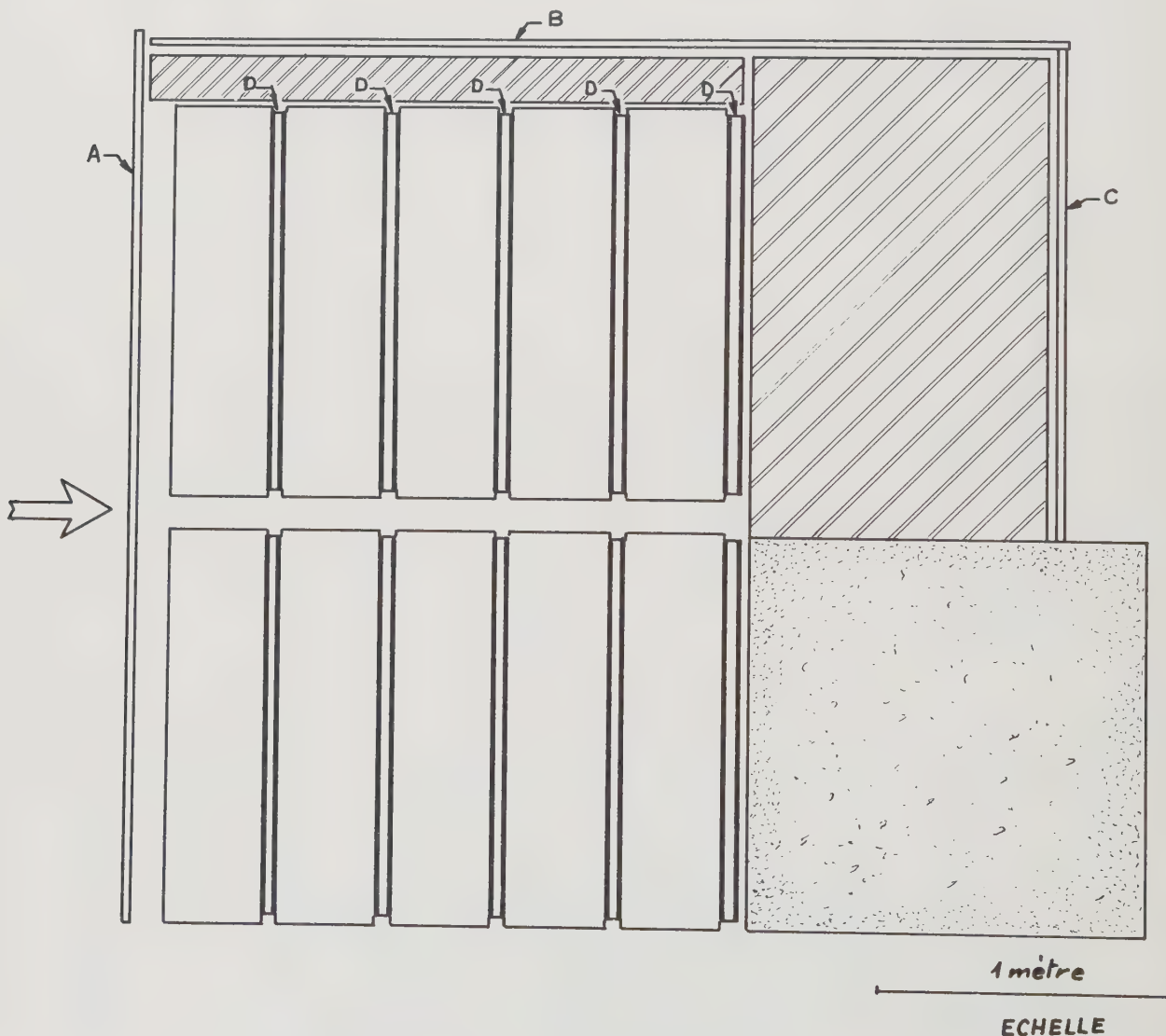


Fig. 17

ges. Les feuillets A, B, C sont en anticoincidence pour éliminer respectivement les muons qui parviendraient à traverser la partie frontale du mur de protection (A), les rayons cosmiques (B), les particules venant de l'arrière du détecteur et les rayons cosmiques faisant un grand angle avec la verticale (C). L'efficacité de ces divers feuillets est supérieure à 99 %.

Les conditions qui définissent un événement et les opérations qui conduisent au déclenchement de la chambre sont les suivantes :

a) Une particule ionisante traverse au moins une des quarante paires de compteurs (D) qui se trouvent entre les divers éléments de la chambre ; on obtient alors une impulsion à la sortie d'un circuit de coincidence rapide à diode tunnel [34].

b) Cette impulsion est alors introduite dans deux circuits de coïncidences de Fitch successifs avec, en anticoincidence, les impulsions éventuellement fournies par les feuillets A B et C. La série de portes produites en coïncidence avec le faisceau par le compteur Cerenkov est introduite sur le second circuit de Fitch.

c) Si à la sortie de ce dernier circuit, on obtient une impulsion, l'événement est admissible, et les opérations de déclenchement se poursuivent. L'impulsion négative de 2 volts attaque un circuit EFP 60 [35] ; ce circuit fournit une impulsion principale positive de 1 kilovolt d'amplitude 5 nanosecondes de temps de montée et 200 nanosecondes de durée ; une impulsion secondaire sert à l'alimentation du circuit d'avance des caméras.

d) L'impulsion fournie par l'EFP 60, est envoyée sur la grille de deux thyratrons 4C35 (Figure 18), un pour chacune des deux rangées de cinq éléments de chambre. Sur la plaque des thyratrons apparaît une impulsion de 8 kilovolts environ avec un temps de montée de 5 nanosecondes, chacune de ces impulsions est utilisée pour déclencher cinq éclateurs, un par élément de chambre.

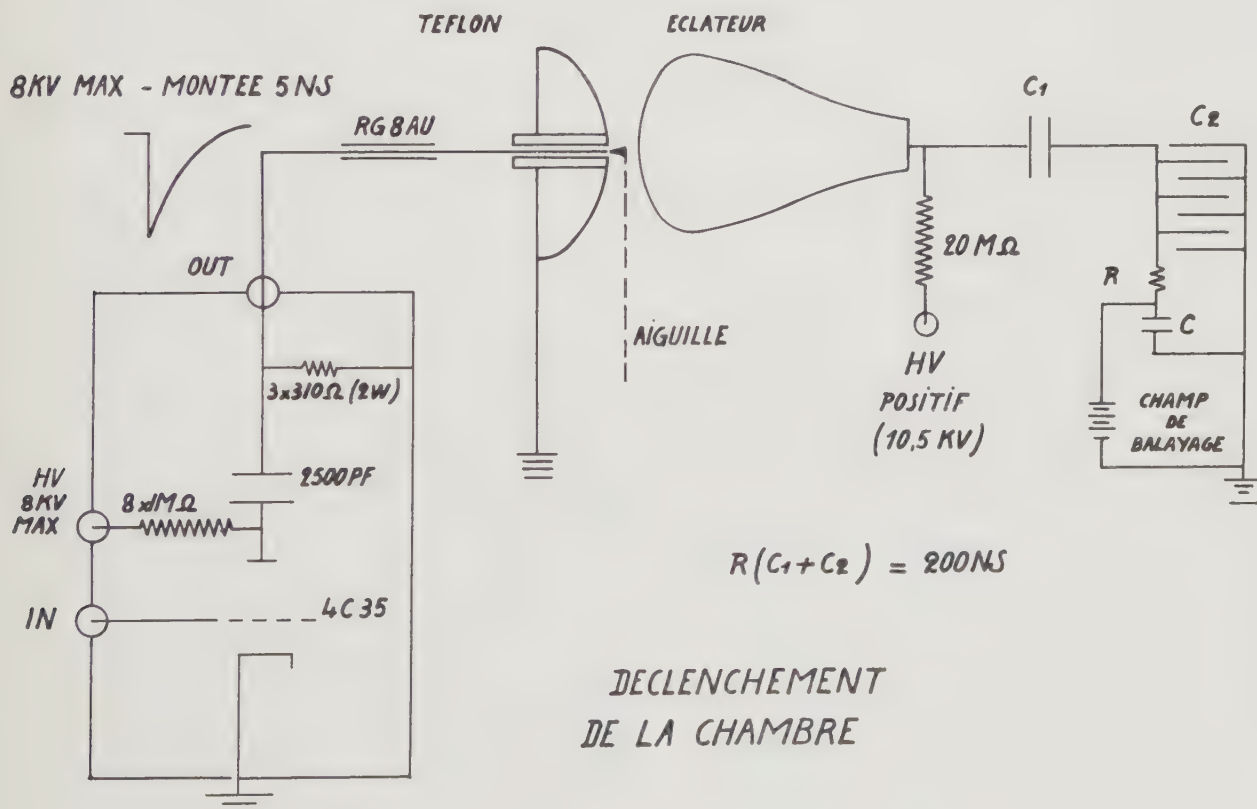


Fig.18

Ces éclateurs chargés à une tension de 11,5 kilovolts fournissent à la chambre des impulsions de haute tension avec un temps de montée de 15 nanosecondes. La forme de cette impulsion, dans le cas où il ne se produit pas d'étincelles, est fixée par une constante de temps RC de 200 nanosecondes. Si une particule a traversé l'élément de chambre, les étincelles se forment après que la haute tension ait été appliquée pendant environ 50 nanosecondes ; la résistance de l'étincelle étant très faible la chute de tension se produit alors en quelques nanosecondes.

L'emploi d'éclateurs au lieu des thyratrons à hydrogène conventionnels répondait d'une part, à un souci de simplification : trois thyratrons 5C22 au moins auraient été nécessaires pour faire passer le courant de cinq à six mille ampères qu'un seul éclateur permet d'obtenir ; d'autre part le temps total séparant l'entrée de l'impulsion de 2 volts dans l'EFP60 de l'application de la haute tension sur la chambre est de 50 nanosecondes à comparer avec les cent cinquante à deux cents nanosecondes obtenues avec un thyatron. Les divers circuits que nous avons mentionnés dans la description des opérations de déclenchement sont représentés sur les figures (19 et 20). Les éclateurs, les deux thyratrons 4C35 et les condensateurs de charge sont fixés directement sur la chambre afin de réduire au minimum la longueur des connexions.

Un champ de balayage d'une centaine de volts est appliqué entre les plaques de la chambre afin de réduire la mémoire de l'instrument à 1 microseconde. Le temps total qui s'écoule entre le passage d'une particule et l'application de l'impulsion haute tension sur la chambre est de 300 nanosecondes environ, ce qui avec la mémoire utilisée, correspond à une efficacité pratiquement totale du détecteur.

Il est indispensable, pour ne pas perdre des événements, que les impulsions fournies par les divers compteurs des ensembles A et D soient parfaitement en phase. Ce réglage est réalisé en accélérant les protons jusqu'à 25 GeV pour compter les muons qui traversent le mur de protection frontal.

Le système électronique que nous venons de décrire, a parfaitement fonctionné pendant les six mois qu'ont duré les réglages préliminaires et l'expérience proprement dite.

CHAPITRE III

INTENSITÉS DE NEUTRINOS ET FRÉQUENCE DES ÉVÈNEMENTS

I - CINEMATIQUE

Nous considérons uniquement les réactions à deux corps

$$\pi^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu \quad (11)$$

$$K^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu \quad (12)$$

Nous noterons ces deux réactions sous la forme générale

$$A^{\pm} \longrightarrow \mu^{\pm} + \nu \quad (13)$$

$P_A, E_A, P_{\mu}, E_{\mu}, P_{\nu} = E_{\nu}$ sont les impulsions et les énergies des diverses particules dans le système du laboratoire ; les symboles accompagnés d'un astérisque représentent les mêmes quantités dans le système du centre de masse.

Nous avons les relations suivantes :

$$\begin{aligned} E_{\nu} &= \gamma_A (E_{\nu}^* + \beta_A P_{\nu}^* \cos \vartheta^*) \\ P_{\nu} \cos \vartheta &= \gamma_A (\beta_A E_{\nu}^* + P_{\nu}^* \cos \vartheta^*) \\ P_{\nu} \sin \vartheta &= P_{\nu}^* \sin \vartheta^* \end{aligned}$$

d'où l'on tire :

$$\left\{ \begin{aligned} \sin \vartheta &= \gamma_A^{-1} \frac{\sin \vartheta^*}{1 + \beta_A \cos \vartheta^*} \end{aligned} \right. \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{aligned} P_{\nu} &= \gamma_A \frac{M_A^2 - M_{\mu}^2}{2M_A} (1 + \beta_A \cos \vartheta^*) \end{aligned} \right. \quad (15)$$

II - SPECTRE DES NEUTRINOS PROVENANT DE LA DESINTEGRATION DES MESONS π

Nous ne prendrons en considération les mésons π que si leur impulsion est supérieure à 1 GeV/c ; la contribution des mésons π de faible énergie est, comme nous le verrons, peu importante pour deux raisons : l'angle ϑ augmente rapidement quand l'énergie diminue et les neutrinos fournis sont peu énergétiques. Dans ces conditions nous pouvons poser, $\beta_A \approx 1$, $E_{\pi} \approx P_{\pi}$ et $\sin \vartheta \approx \vartheta$, et les formules 14 et 15 deviennent (P_{ν} et P_{π} en GeV/c)

$$\vartheta \approx \frac{0,14}{P_{\pi}} \frac{\sin \vartheta^*}{1 + \cos \vartheta^*} \quad (16)$$

$$P_{\nu} \approx P_{\pi} \times 0,215 (1 + \cos \vartheta^*) \quad (17)$$

Nous négligerons toutes les contributions venant de mésons π émis à des angles plus faibles que $6,5^{\circ}$ ou plus grands que 12° . Il est relativement aisé d'effectuer directement une intégration numérique en utilisant la méthode suivante. Considérons un méson π d'impulsion et d'angle d'émission donnés qui se désintègre en un point D de sa trajectoire, donnant un neutrino d'impulsion P_{ν} ;

ce neutrino se trouvera sur un cône de révolution de sommet D, d'axe la trajectoire initiale du méson π et de demi angle au sommet ϕ calculé à l'aide de la formule (16). Ce cône coupe la face d'entrée du détecteur suivant une ellipse que nous pouvons assimiler à un cercle, les angles étant petits. Nous avons dans ce plan la situation représentée par la figure (21). La probabilité que le neutrino d'impulsion P_ν atteigne le détecteur est égale au rapport de la longueur de la partie de la circonférence qui se trouve à l'intérieur du détecteur à la longueur totale de la circonférence. Avant d'entreprendre le calcul détaillé il convient de faire deux remarques simplificatrices :

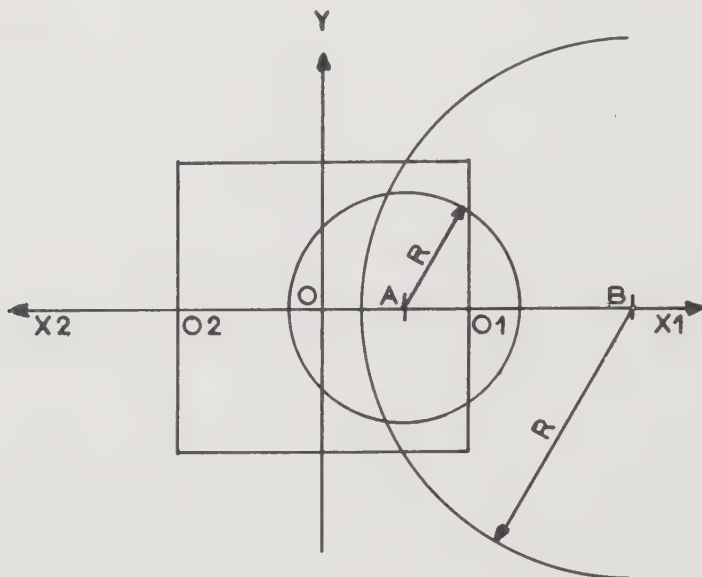


Fig. 21

a) Comme nous n'imposons pas de limite aux angles en projection verticale, il est évident que la probabilité d'obtenir un neutrino quelconque sera constante le long d'une même verticale. Il suffira donc d'étudier ce qui se passe lorsqu'on se déplace le long de l'axe horizontal $O_1 O_2$ du détecteur comme si ce dernier n'avait pas de limites verticalement.

b) On peut vérifier numériquement que si l'on suppose que tous les mésons π qui se désintègrent émettent leurs neutrinos à mi chemin entre la cible et le mur de protection, on ne commet pas d'erreur sur le flux total ; la moyenne des contributions de deux éléments symétriques par rapport à ce point milieu est pratiquement constante. Nous effectuerons le calcul en adoptant cette approximation.

La première partie du calcul consiste à déterminer le nombre de neutrinos faisant l'angle ϕ avec la trajectoire du méson π , qui atteindront le détecteur. Nous prenons l'axe $O_1 x_1$ comme indiqué sur la figure avec l'origine en O_1 ; nous établirons d'abord les formules se rapportant à des mésons π dont les points d'impact s'ils ne se désintégraient pas se trouveraient sur l'axe horizontal à droite de O_y .

Nous admettrons que la densité de points d'impacts des mésons π est constante sur la partie de l'axe $O_1 x_1$ que nous utiliserons et nous justifierons plus loin cette hypothèse. On voit sur la figure que pour un point d'impact A intérieur au détecteur la probabilité pour un neutrino d'atteindre le détecteur est donnée par :

$$P_{\text{intérieur}} = 1 - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos} \left(\frac{-x}{R} \right) - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos} \frac{L + x}{x}$$

où L = largeur du détecteur

R = Rayon du cercle

x = abscisse du point d'impact à partir de O_1

avec les conventions:

$$\text{Si } |x| \geq R \quad \text{Arc cos } \frac{x}{R} = 0$$

$$\text{Si } L + x \geq R \quad \text{Arc cos } \frac{L+x}{R} = 0$$

Pour un point d'impact B extérieur au détecteur, la probabilité est donnée par :

$$P_{\text{extérieur}} = \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{x}{R} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L+x}{R}$$

avec les mêmes conventions,

Pour $x = 0$

$$P_{\text{intérieur}} = P_{\text{extérieur}} = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R}$$

Pour la partie située à gauche de l'axe Oy, on a les mêmes formules, mais x est mesuré à partir de O_2 sur l'axe $O_2 x_2$.

Nous avons par conséquent à calculer en fonction du paramètre R (proportionnel à ϑ) la valeur de l'intégrale

$$P = \frac{1}{L} \left[2 \int_{-\frac{L}{2}}^0 \left(1 - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \left(\frac{-x}{R} \right) - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L+x}{R} \right) dx + \int_0^{\frac{7L}{4}} \left[\frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{x}{R} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L+x}{R} \right] dx \right]$$

pour obtenir la densité des neutrinos par unité de longueur du détecteur correspondant à une densité de mésons π égale à l'unité. La limite supérieure $x = \frac{7L}{4}$ correspond à l'angle limite de 12° pour l'émission des mésons π .

En effectuant les changements de variable $(L+x) = u$ et $-x = x$, on obtient

$$P = 1 - \frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{x}{R} dx - \frac{1}{L} \int_{\frac{7L}{4}}^{\frac{11L}{4}} \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{x}{R} dx$$

1er Cas $R \leq L$

$$P = 1 - \frac{R}{\pi L}$$

2ème Cas $L \leq R \leq \frac{7L}{4}$

$$P = 1 - \frac{R}{\pi L} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} + \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2}$$

3ème Cas $\frac{7L}{4} \leq R \leq \frac{11L}{4}$

$$P = 1 - \frac{R}{\pi L} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} + \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2} + \frac{7}{4\pi} \text{Arc cos } \frac{7L}{4R} - \frac{7}{4\pi} \left[\left(\frac{4R}{7L} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

4ème Cas $R \geq \frac{11L}{4}$

$$P = 1 - \frac{R}{\pi L} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} + \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2} + \frac{7}{4\pi} \text{Arc cos } \frac{7L}{4R} - \frac{7}{7\pi} \left[\left(\frac{4R}{7L} \right)^2 - 1 \right]^{1/2} - \frac{11}{4\pi} \text{Arc cos } \frac{11L}{4R} + \frac{11}{4\pi} \left[\left(\frac{4R}{11L} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}$$

Avec nos hypothèses nous avons

$$R = d \times \vartheta \quad \text{où } d = 25 \text{ mètres}$$

La fonction $P(\vartheta)$ est représentée sur la figure (22); dans le système du centre de masse (méson π au repos), la distribution des neutrinos est isotrope, et comme d'après l'équation (17) :

$$dP_\nu = P_\pi \times 0,215 \times d \cos \vartheta^*,$$

le spectre des neutrinos, par cm^2 , est donné par :

$$\frac{dN(P_\nu)}{dP_\nu} = \frac{\eta I_p}{D^2} \int \frac{\partial^2 N(P_\pi)}{\partial \omega \partial P_\pi} (1 - e^{-S/\lambda P_\pi}) P(\vartheta_0) \frac{dP_\pi}{P_\pi \times 0,430} \quad (18)$$

- η est l'efficacité de la cible de beryllium
- $I_p = 10^{11}$ protons circulant dans la machine
- $D = 36$ mètres est la distance cible détecteur
- $\frac{\partial^2 N(P_\pi)}{\partial \omega \partial P_\pi}$ est le spectre des mésons π^+ émis, P_π est l'impulsion des mésons π^+
- $1 - e^{-S/\lambda P_\pi}$ est la probabilité de désintégration d'un méson π ($S = 22$ mètres $\lambda = 55$ mètres)
- ϑ_0 est la valeur de l'angle ϑ calculée à l'aide des formules (16) et (17) pour les valeurs P_ν et P_π considérées.

Il suffit de connaître le spectre pour un angle d'émission de $7,5^\circ$; en effet les contributions d'angles d'émission inférieurs pour lesquels le spectre est plus intense sont compensées avec une exactitude bien suffisante par les contributions des angles d'émission $> 7,5^\circ$. Ceci justifie en particulier l'hypothèse de la densité constante des points d'impacts des mésons π que nous avons utilisés plus haut dans ce calcul.

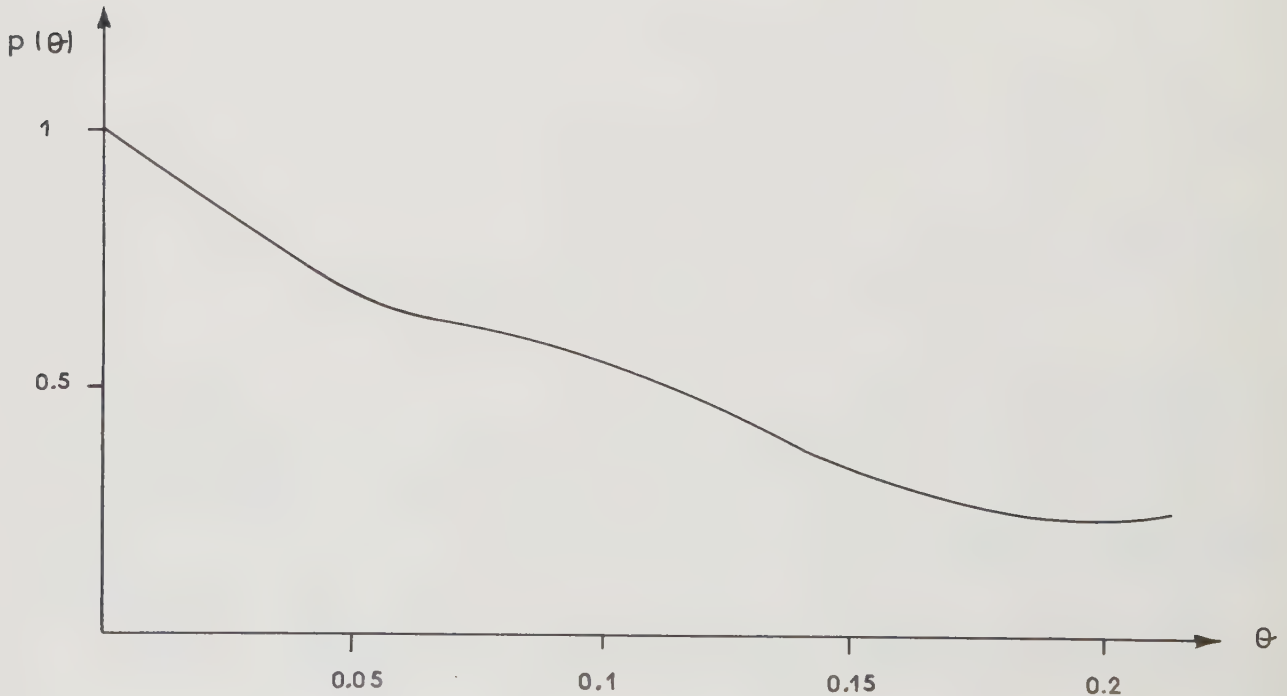


Fig. 22

Nous adopterons pour $\frac{\partial^2 N}{\partial \omega \partial P_\pi}$ les valeurs mesurées par Cool et al [36]. Les spectres de mésons $\pi^\pm$ correspondant à cette mesure sont reproduits sur la figure (7). Nous avons vérifié au cours de l'expérience que l'efficacité de la cible était d'environ 60% en comparant nos taux de comptage à diverses autres mesures ; nous prendrons donc dans le calcul $\eta = 0,6$. Nous avons effectué numériquement l'intégration ; les résultats pour des énergies de protons incidents de 15 GeV et 30 GeV sont représentés sur la figure (23).

Nous voulons calculer maintenant la distribution des événements en fonction de l'énergie ; cette distribution intégrée nous donnera la fréquence des événements.

Aux angles d'émission que nous utilisons nous avons pour les impulsions comprises entre 1 et 5 GeV/c pratiquement autant de π^+ que de π^- . Comme en fait ce nombre de neutrinos fournis par les mésons π de 5 GeV/c est 20 fois plus faible que celui fourni par les mésons π de 1 GeV/c on peut calculer la distribution en faisant l'approximation qu'il y a autant d'antineutrinos que de neutrinos ; d'où

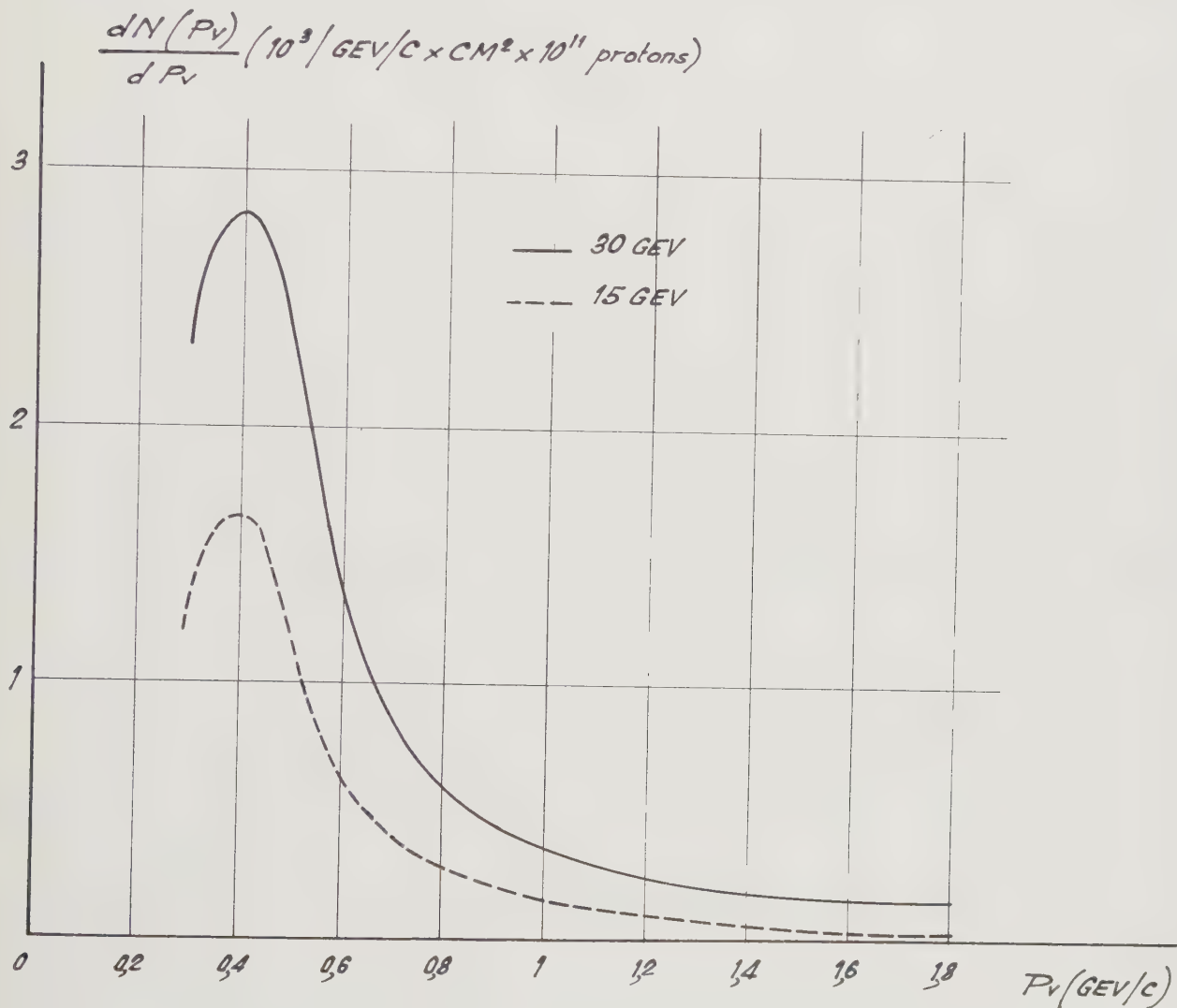


Fig. 23

$$\frac{dR(P_\nu)}{dP_\nu} = QN \frac{P}{2} (\sigma_\nu + \sigma_{\bar{\nu}}) \frac{dN(P_\nu)}{dP_\nu}$$

- Q = Nombre d'impulsions de machine par jour $\begin{cases} 36\,000 \text{ à } 30 \text{ GeV} \\ 72\,000 \text{ à } 15 \text{ GeV} \end{cases}$
- N = $6,02 \times 10^{23}$
- P = 10^7 grammes
- σ_ν et $\sigma_{\bar{\nu}}$ sont les sections efficaces représentées sur la figure (1)

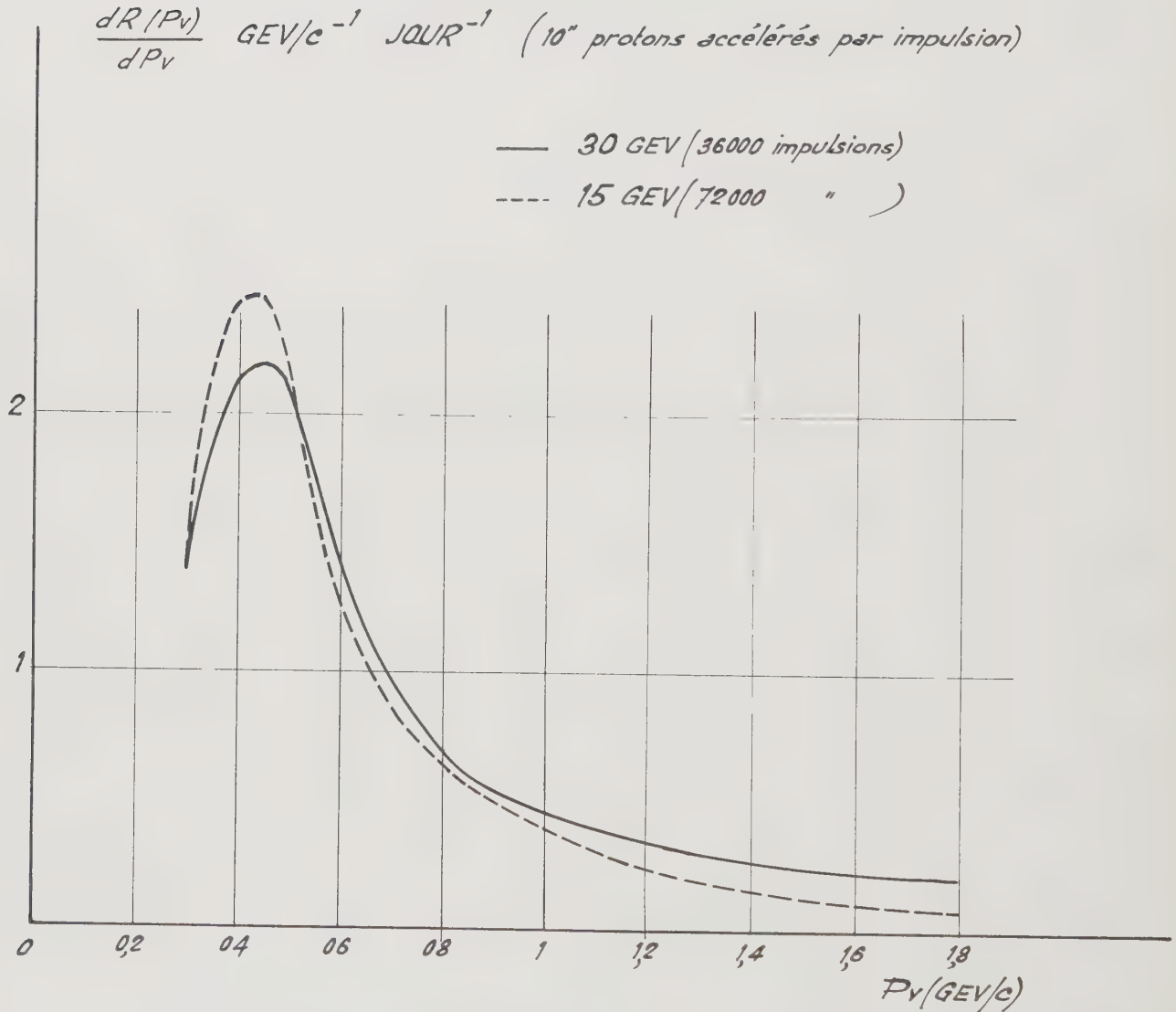


Fig. 24

Les courbes de la figure (24) correspondent aux deux énergies des protons (15 GeV et 30 GeV) ; les fréquences obtenues dans ces deux cas sont pratiquement identiques ce qui justifie notre choix de l'énergie des protons au chapitre II :

$$R(15 \text{ GeV}) = 1,1 \text{ événements par jour}$$

$$R(30 \text{ GeV}) = 1,2 \text{ événements par jour}$$

Dans les deux cas le calcul a été effectué pour 10^{11} protons circulant dans la machine et 10 tonnes de détecteur.

III - SPECTRE DES NEUTRINOS PROVENANT DE LA DESINTEGRATION DES MESONS K.

Nous avons négligé dans le calcul précédent une partie de la contribution provenant des particules se désintégrant dans les trois premiers mètres où pratiquement aucune limitation d'angle n'intervient. Cette approximation était parfaitement justifiée dans le cas des mésons π qui pour une impulsion de 1 GeV/c par exemple ont une vie moyenne apparente correspondant à un parcours de 55 mètres. Pour les mésons K, la contribution provenant de ces trois premiers mètres sera décisive : un méson K de 500 MeV/c, par exemple, a un parcours moyen de 3,75 mètres et peut fournir des neutrinos d'énergie maximum 600 MeV/c.

Nous effectuerons le calcul d'une manière sensiblement différente de celle que nous avons employée pour les mésons π . Nous prendrons en considération tous les mésons K d'impulsion supérieure à 500 MeV/c et nous effectuerons une intégration des contributions correspondant à chaque élément du parcours cible-mur de protection. Les formules du paragraphe précédent sont modifiées en conséquence. (E_K en GeV, P_ν en GeV/c).

$$\sin \vartheta = \frac{0,494}{E_K} \frac{\sin \vartheta^*}{1 + \beta_K \cos \vartheta^*} \quad (19)$$

$$P_\nu = E_K \times 0,477 (1 + \beta_K \cos \vartheta^*) \quad (20)$$

Pour les mésons K émis à des angles compris entre $6,5^\circ$ et 12° les formules donnant $P(R)$ restent les mêmes, mais R est maintenant une fonction de la distance z de la cible à laquelle la particule s'est désintégrée.

$$R = \vartheta (D - z)$$

Les angles d'émission supérieurs à 12° apportant une contribution très faible, nous n'ajouterons dans les 3 premiers mètres, que la contribution des angles inférieurs à $6,5^\circ$; cette seconde partie du calcul nous l'effectuerons en supposant que tous les neutrinos proviennent de points situés à 1,50 m de la cible ce qui est parfaitement légitime dans ce cas.

Pour les intensités des mésons K nous utiliserons les mesures expérimentales des rapports $\frac{K^+}{\pi^+}$ et $\frac{K^-}{\pi^-}$ à la production donnés par Cool et al [36]. Ces rapports n'étant pas mesurés pour des impulsions inférieures à 2 GeV/c, nous prendrons dans ce cas les valeurs déduites des calculs de Behr et Hagedorn [37] qui, pour des impulsions > 2 GeV/c sont en accord avec les mesures.

1/ Mésons $K^\pm$ émis entre $6,5^\circ$ et 12°

La formule (18) prend la forme

$$\frac{dN(P_\nu)}{dP_\nu} = \frac{\tau I_\pi}{D^2} \int_0^s \int_{P_K} \frac{\partial^2 N(P_K)}{\partial \omega \partial P_K} e^{-z/\lambda_K} P(\vartheta, z) \frac{dP_K}{P_K \times 0,954} \frac{dz}{\lambda P_K}$$

Les paramètres sont définis de la même manière que dans le calcul précédent mais :

$$\lambda = 7,5 \text{ mètres}$$

Les détails de l'intégration numérique sont donnés dans la table (II) pour les valeurs $P_\nu = 1$ GeV/c, $P_K = 1$ GeV/c

TABLE II

$$P_K = 1 \text{ GeV}/c \quad P_\nu = 1 \text{ GeV}/c \quad A = \frac{\partial^2 N(P_K)}{\partial \omega \partial P_K} \times \frac{\eta I p}{D^2} \times \frac{\Delta P_K}{P_K \times 0,954}$$

z	$e^{-z/\lambda_{P_K}} \Delta z / \lambda P_K$	P (ϑ , z)	A	N (P_ν)
0	0,134	0,62	36	3,01
1	0,118	0,63	36	2,67
2	0,103	0,63	36	2,32
3	0,090	0,64	36	2,08
4	0,079	0,64	36	1,84
5	0,069	0,65	36	1,61
6	0,060	0,66	36	1,44
7	0,053	0,67	36	1,28
8	0,046	0,68	36	1,13
9	0,040	0,69	36	0,99
10	0,035	0,70	36	0,88
11	0,030	0,71	36	0,77
12	0,026	0,72	36	0,67
13	0,023	0,73	36	0,60
14	0,020	0,74	36	0,53
15	0,018	0,75	36	0,48
16	0,016	0,76	36	0,43
17	0,014	0,77	36	0,39
18	0,012	0,78	36	0,35
19	0,010	0,79	36	0,31
20	0,009	0,80	36	0,27
21	0,008	0,81	36	0,23
N (P_ν) TOTAL				24,28

2/ Mésons K émis à moins de $6,5^\circ$

Nous utilisons la formule (18).

$$\frac{dN}{dP_\nu} = \frac{\eta I p}{D^2} \int_{P_K} \frac{\partial^2 N(P_K)}{\partial \omega \partial P_K} (1 - e^{-z/\lambda_{P_K}}) P(\vartheta_0) \frac{dP_K}{P_K \times 0,954}$$

La densité $P(R) \equiv P(\vartheta)$, avec $R = 34,5 \vartheta$, est donnée par

$$P(R) = \frac{1}{L} \int_0^{13L/2} \left[\frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{x}{R} - \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L+x}{R} \right] dx$$

où l'on a tenu compte uniquement des contributions des angles d'émission compris entre $6,5^\circ$ et $-6,5^\circ$; en dessous de cette dernière valeur l'apport en neutrinos est négligeable.

$$P(R) = \frac{R}{\pi L} \quad \text{pour } R \leq L$$

$$P(R) = \frac{R}{\pi L} + \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} - \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2} \quad \text{pour } L \leq R \leq \frac{13L}{2}$$

$$P(R) = \frac{R}{\pi L} + \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} - \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2} + \frac{13}{2\pi} \text{Arc cos } \frac{13L}{2R} - \frac{13}{2\pi} \left(\frac{4R^2}{13^2 L^2} - 1 \right)^{1/2} \quad \text{pour } \frac{13L}{2} \leq R \leq \frac{15L}{2}$$

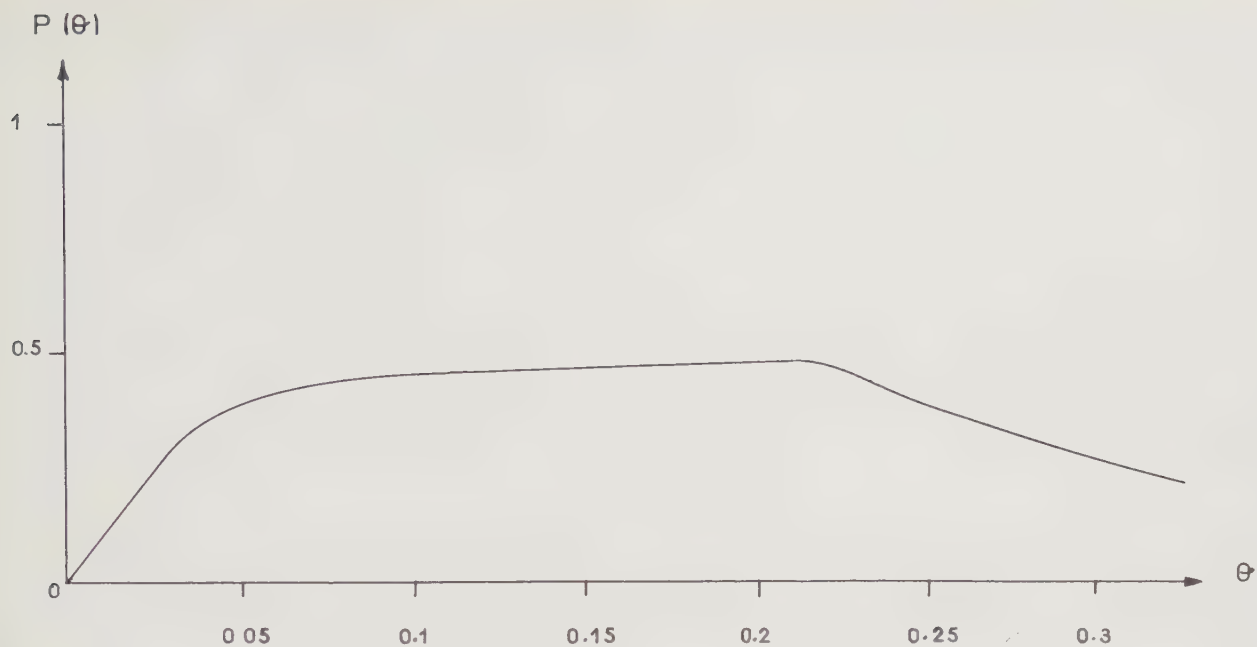


Fig. 25

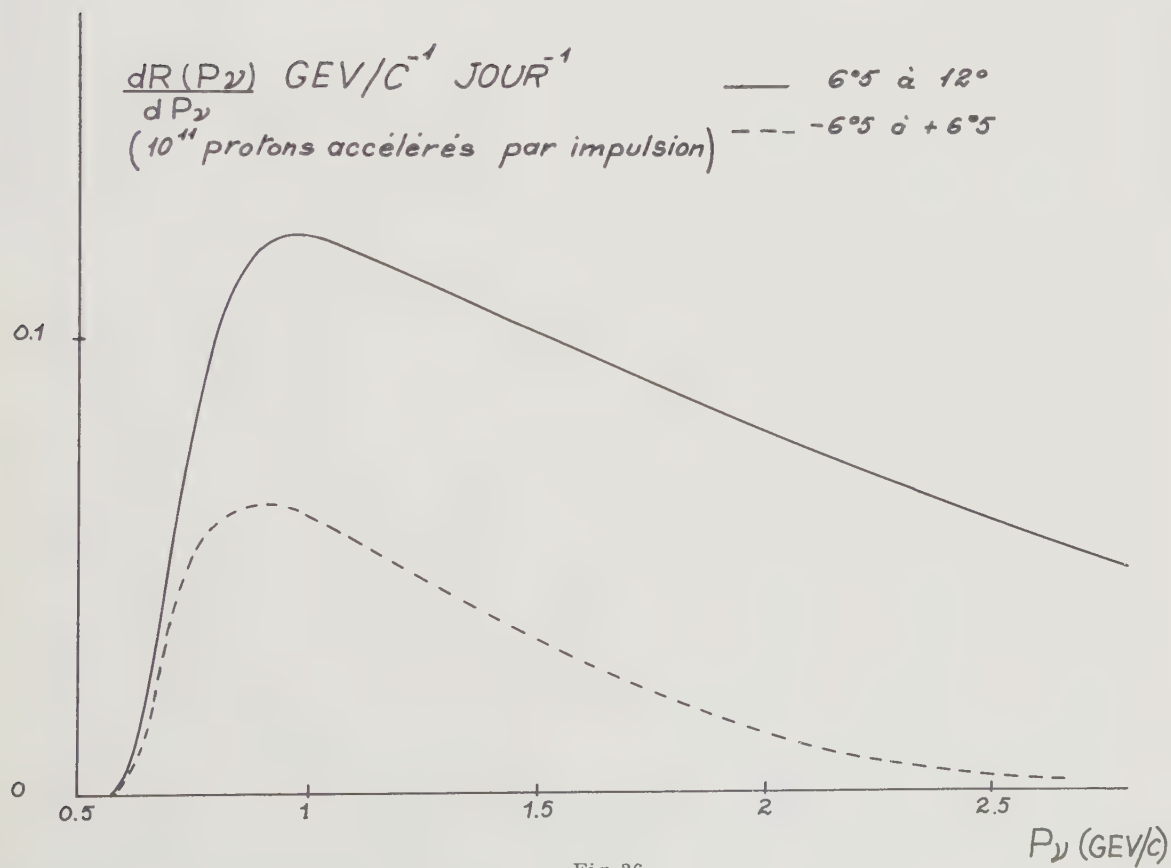


Fig. 26

$$P(R) = \frac{R}{\pi L} + \frac{1}{\pi} \text{Arc cos } \frac{L}{R} - \frac{1}{\pi} \left(\frac{R^2}{L^2} - 1 \right)^{1/2} + \frac{13}{2\pi} \text{Arc cos } \frac{13L}{2R} - \frac{13}{2\pi} \left(\frac{4R^2}{13^2 L^2} - 1 \right)^{1/2} - \frac{15}{2\pi} \text{Arc cos } \frac{15L}{2R} + \frac{15}{2\pi} \left(\frac{4R^2}{15^2 L^2} - 1 \right)^{1/2}$$

$$\text{pour } R \geq \frac{15L}{2}$$

La figure (25) représente la courbe $P(\vartheta)$ correspondant à cette densité. Le calcul de $\frac{dR(P_\nu)}{dP_\nu}$ et de R total s'effectue comme dans le cas des mésons π , les deux courbes de la figure (26) représentent les deux contributions calculées en (1) et (2). On obtient :

$$R_{\text{total}}^k = 0,28 \text{ événements pas jour}$$

d'où

$$\frac{R_{\text{total}}^k}{R_{\text{total}}^k} = \frac{0,28}{1,1} \simeq 25\%$$

Nous estimons que l'erreur dans les calculs de fréquence d'événements est de l'ordre de 30%. L'erreur sur le rapport $\frac{R_{\text{total}}^k}{R_{\text{total}}^k}$ est du même ordre de grandeur

IV - EFFET DU PRINCIPE DE PAULI

Toutes les sections efficaces et les fréquences d'événements que nous avons calculées au cours des chapitres précédents et de ce chapitre se réfèrent à des nucléons libres. Telegdi fit le premier la remarque que dans les interactions des neutrinos avec les noyaux complexes, le principe de Pauli a pour effet de réduire notablement les sections efficaces spécialement pour les petits angles d'émission du lepton chargé ; en effet lorsque par exemple un neutron devrait être transformé en un proton dans la réaction, les petits angles correspondent à des moments de transfert faibles par rapport à l'impulsion de Fermi ; cette réaction n'est pas permise car les états correspondants pour le proton sont déjà occupés. Pour calculer l'effet de réduction de la section efficace dû au principe de Pauli, nous employons la méthode utilisée par Berman [38] : les nucléons sont considérés comme un système de fermions sans interaction les uns avec les autres, occupant tous les niveaux jusqu'à l'énergie de Fermi ; ceci conduit à la représentation de la figure (27) où la sphère de rayon R_n par

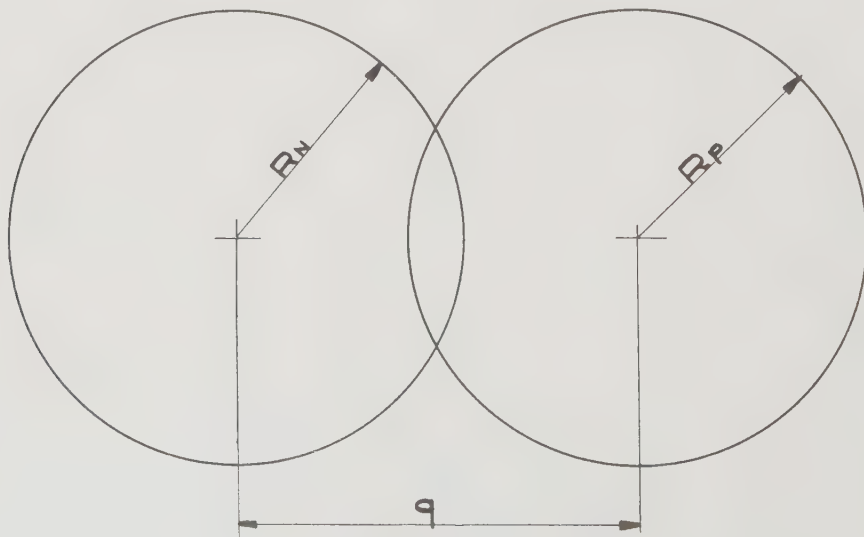


Fig. 27

exemple est complètement remplie par les neutrons. Lorsque un neutrino interagit avec un neutron, l'effet du principe de Pauli peut être calculé de la façon suivante : la proportion de neutrons utiles est donné par $\delta = 1 - \frac{\text{volume commun}}{\text{volume total}}$, le volume commun étant le volume intérieur à la fois à la sphère de Fermi des neutrons et à la sphère de Fermi déplacée des protons ; la distance des deux centres est égale au moment de transfert q .

Pour les calculs nous prendrons $R_p = R_n = 200 \text{ MeV/c}$. Dans ces conditons

$$\delta = + \frac{3}{4} \frac{q}{R} - \frac{1}{16} \frac{q^3}{R^3}$$

Comme de plus pour les petits angles, $q \approx 2 E_\nu \sin \frac{\vartheta}{2}$; on obtient immédiatement le facteur de réduction en fonction de l'angle d'émission du lepton et de l'énergie des neutrinos.

La table III représente pour $E_\nu = 0,5 M_p$ les valeurs des sections différentielles et totales sans et avec l'effet du principe de Pauli.

Table III

$\cos \vartheta$	section différen- tielle sur nucléon libre	δ	section différen- tielle sur nucléon lié
1	0,641	0	0,000
0,99	0,635	0,30	0,191
0,98	0,627	0,45	0,282
0,97	0,622	0,53	0,329
0,96	0,616	0,60	0,370
0,95	0,609	0,65	0,396
0,94	0,602	0,69	0,415
0,93	0,595	0,72	0,428
0,92	0,589	0,75	0,442
0,91	0,583	0,78	0,455
0,90	0,577	0,81	0,467
0,80	0,511	0,99	0,505
0,70	0,438	1,00	0,438
0,60	0,387	1,00	0,387
0,50	0,339	1,00	0,339
0,40	0,301	1,00	0,301
0,30	0,267	1,00	0,267
0,20	0,238	1,00	0,238
0,10	0,197	1,00	0,197
0,00	0,189	1,00	0,189
σ_{total}	0,367		0,317

(Les sections efficaces y sont notées en unité de $\frac{G_V^2 M^2}{2\pi^2}$, la section efficace différentielle sur nucléon libre est tirée du rapport de Yamaguchi [12]).

CHAPITRE IV

LES RÉSULTATS DE L'EXPÉRIENCE

I - CLASSIFICATION DES EVENEMENTS

Nous avons utilisé pour les réglages préliminaires et pour l'expérience proprement dite un temps total de huit cent heures de machine à trois mille impulsions par heure. Les impulsions comportent de 1 à 4.10^{11} protons accélérés jusqu'à 15 GeV ; dans l'expérience $3,48.10^{17}$ protons ont permis d'obtenir 113 événements satisfaisant aux critères géométriques suivants.

a) Tout événement doit avoir son origine à l'intérieur d'un volume fiduciaire dont les limites sont définies comme l'indique la figure (28) (Une seule des deux rangées de cinq éléments est représentée).

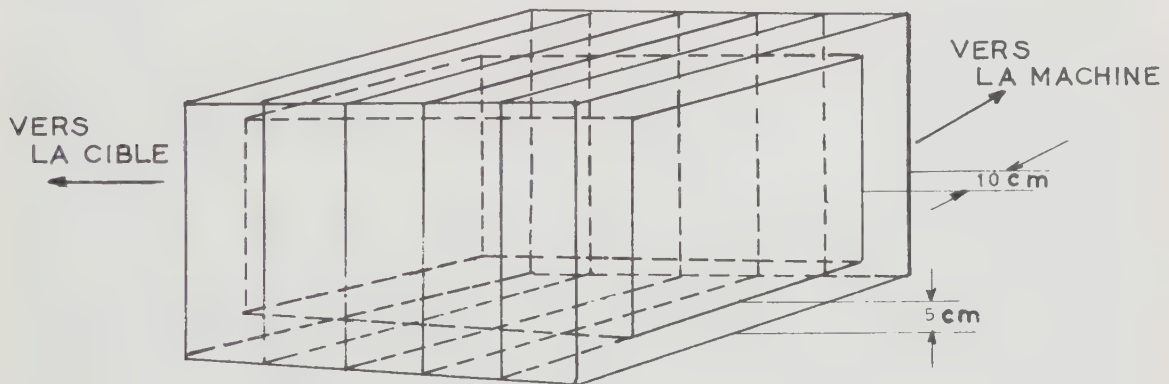


Fig. 28

b) Les deux premiers intervalles de la chambre rencontrés lorsqu'on se déplace de la cible vers le détecteur ne doivent pas comporter d'étincelles.

c) De plus si l'événement est formé d'une seule trace, son prolongement à travers deux intervalles en direction de la source de neutrinos doit aussi se trouver à l'intérieur du volume fiduciaire, et l'angle de la trace avec la ligne de vol des neutrinos doit être inférieur à 60° .

Ces trois conditions permettent d'obtenir la certitude que l'événement a été produit dans la chambre. Les 113 événements peuvent être répartis en quatre catégories.

1/ 49 traces courtes :

Ce sont des événements comportant une seule trace dont le parcours visible dans la chambre correspondrait à celui d'un muon d'impulsion inférieure à 300 MeV/c. Certaines de ces traces sortent de la chambre et peuvent donc être dues à des particules de grande énergie. Les traces courtes qui ont leurs deux extrémités à l'intérieur de la chambre comprennent des événements produits par les neutrinos de basse énergie ; mais un nombre important de ces événements sont dus au bruit de fond résiduel produit par les neutrons. En fait, dans la première moitié de l'expérience 16 événements comportaient moins de 5 étincelles (impulsions inférieures à 200 MeV/c, si ce sont des muons). En reconstruisant dans l'espace toutes les traces courtes nous avons alors découvert qu'elles pointaient en majorité vers deux zones du mur de protection côté machine. Ce mur a été renforcé, et au cours

de la seconde partie de l'expérience ($1,7 \cdot 10^{17}$ protons accélérés) nous avons enregistré seulement 3 traces comportant moins de 5 intervalles.

2/ 34 traces longues :

Ces événements comportent aussi une seule trace, si les particules correspondantes sont des muons, leur impulsion visible est supérieure à 300 MeV/c. Dans cette catégorie sont incorporés des événements qui, outre la trace principale, présentent deux étincelles supplémentaires pouvant correspondre à un recul nucléaire de faible énergie.

3/ 22 événements complexes

Dans ces événements deux traces au moins sont issues du même point ; l'énergie visible dans la chambre est de l'ordre du milliard d'électron volts. Certains de ces événements contiennent un photon énergétique qui se convertit après avoir traversé quelques plaques ; un exemple de ce genre d'événement est reproduit par la figure (29) ; il illustre remarquablement la différence de structure qui existe entre la trace de l'électron et celle de l'autre particule probablement un muon. Une trace d'électron présente des caractéristiques générales dues au développement de la gerbe : étincelles multiples ou absence d'étincelles dans certains intervalles ; aucune ligne de forme compatible avec une diffusion multiple normale des particules ne peut être tracée à travers les étincelles.

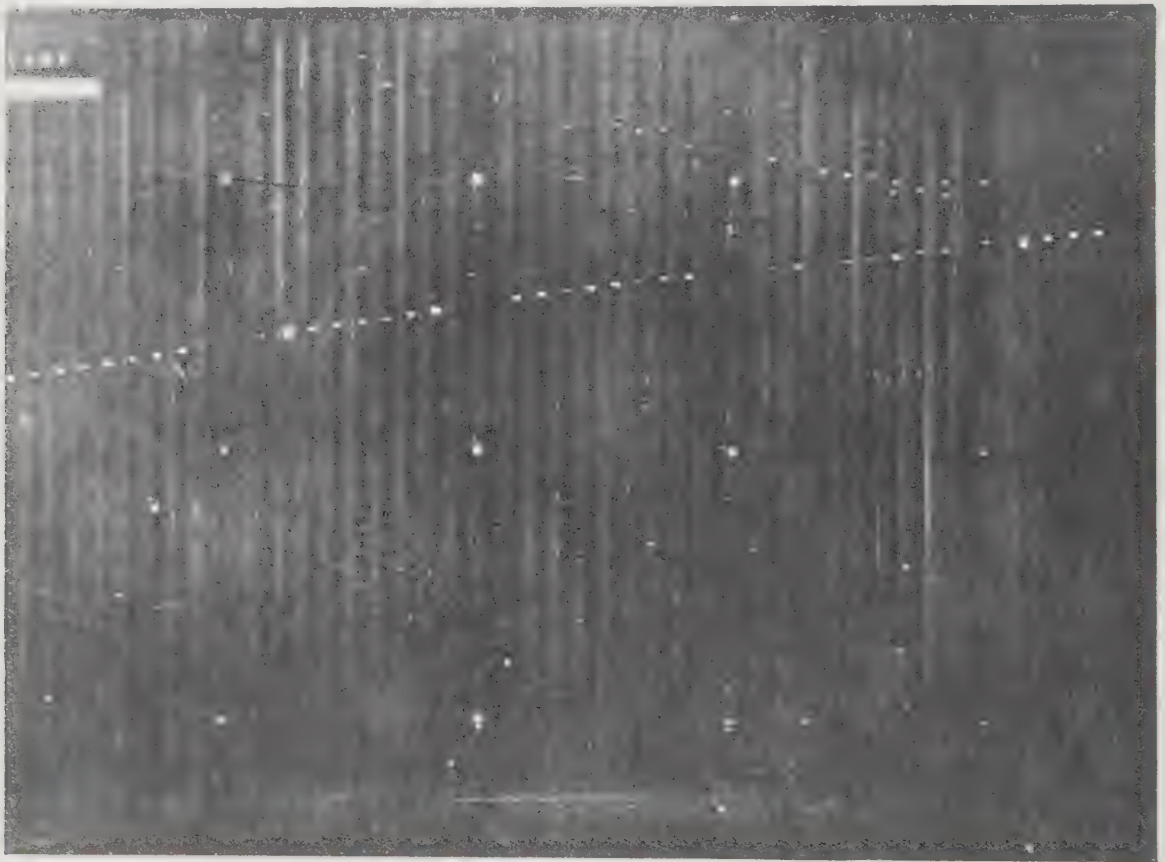


Fig. 29

4/ 8 événements du genre électron.

Ce sont tous les événements qui ne peuvent être admis dans aucune des catégories 1 à 3. Ils comportent des étincelles doublées ou non alignées ; aucun de ces événements n'est très énergétique et tous ont été obtenus durant la première moitié de l'expérience avec une protection incomplète. Parmi ces traces, six seulement ont un parcours dans la chambre tel que des muons de même longueur auraient une impulsion supérieure à 300 MeV/c.

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

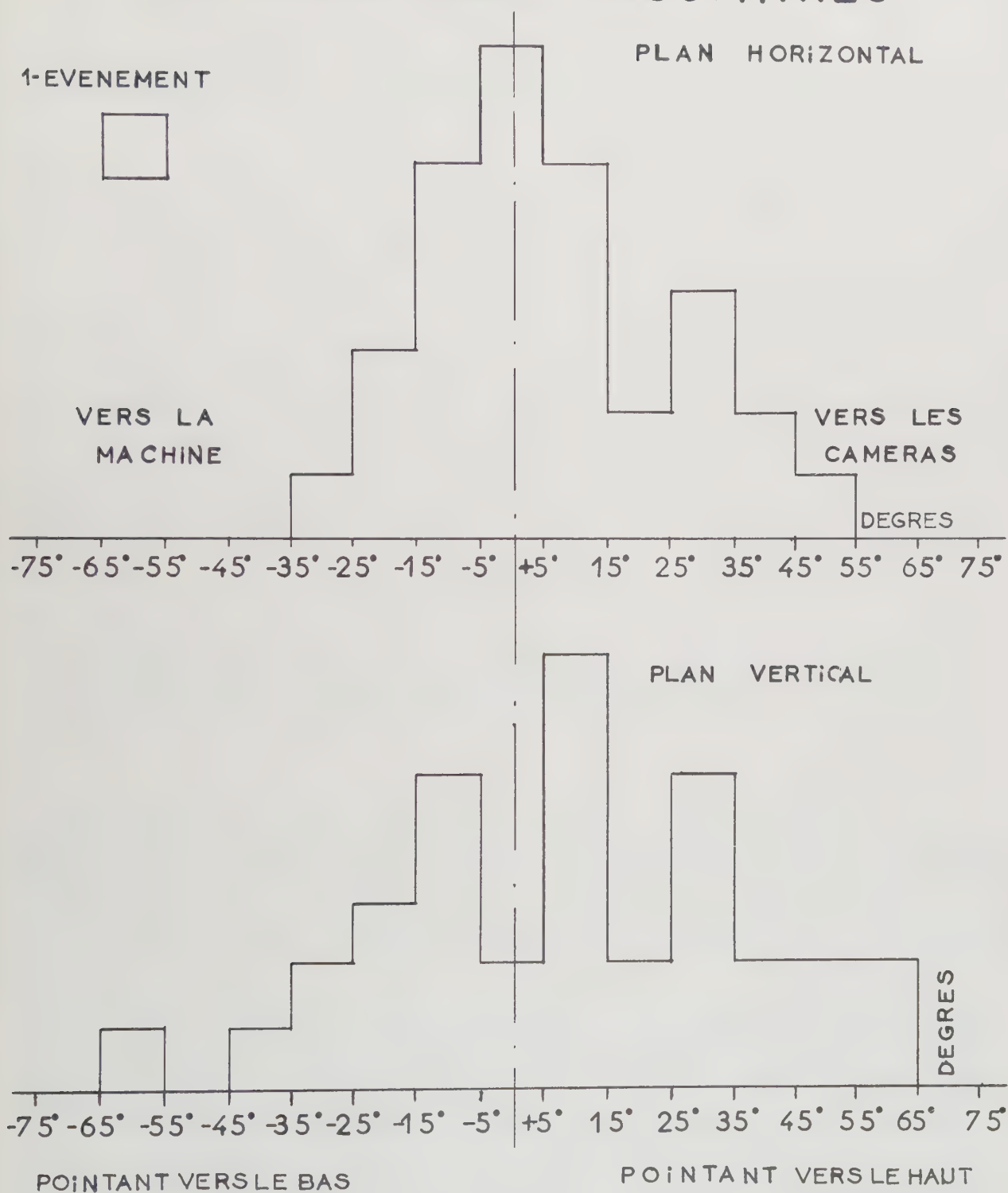


Fig. 30

Nous ne retiendrons, pour la discussion qui suit, que les cinquante six événements des catégories 2 et 3 et les six événements énergétiques de la catégorie 4.

II - BRUIT DE FOND ET ORIGINE DES EVENEMENTS

Dans une expérience où les sections efficaces sont aussi faibles, la première précaution à prendre est de s'assurer que les événements enregistrés correspondent bien en majorité à des interactions de neutrinos. C'est ce que nous établirons dans ce paragraphe en effectuant une étude systématique des divers bruits de fond.

1/ Les rayons cosmiques.

Les muons provenant du rayonnement cosmique peuvent en s'arrêtant dans la chambre simuler un événement neutrino qui aurait son origine au point d'arrêt du μ . En fait la chambre étant complètement protégée par ses compteurs en anticoincidence, nous avons, sans déclencher la chambre, compté 80 rayons cosmiques par seconde qui auraient provoqué le déclenchement. Comme la porte fournie par le compteur Cerenkov n'est ouverte que pendant 3,5 microsecondes par impulsion, au cours des $1,6 \times 10^6$ impulsions de machine utilisées pour obtenir les résultats que nous avons décrits, le déclenchement de la chambre a donc été permis pendant un temps total de $1,6 \times 3,5 = 5,6$ secondes. Environ 450 rayons cosmiques ont traversé la chambre dans ce temps ; la question qui nous occupe est de savoir combien parmi ces rayons cosmiques là ont pu simuler des événements.

L'accélérateur étant arrêté, la chambre est déclenchée par des rayons cosmiques avec la même logique électronique que pour l'obtention des événements réels. Seule la porte fournie par le compteur Cerenkov est supprimée ; un circuit de temps mort permet d'éviter que la chambre ne se déclenche trop fréquemment. Parmi les dix huit cents photographies de rayons cosmiques obtenues dans ces conditions, 21 traces seulement seraient acceptées comme événements de la catégorie 2. Aucun rayon cosmique ne peut donner des configurations correspondant à la troisième catégorie. Dans les rayons cosmiques qui ont déclenché le détecteur au cours de l'expérience on a donc :

$$N = \frac{21}{1800} \times 448 = 5,2 \pm 1$$

cas de simulation d'événements par des rayons cosmiques. Les faux événements sont en fait en partie directement détectables en examinant la distribution angulaire des 34 traces longues projetées sur un plan vertical (Figure 30). La faible asymétrie de cette distribution et l'existence de 4 événements émis à grand angle vers le haut, sont autant d'indications de la présence de ces rayons cosmiques. En tout état de cause, il est pratiquement exclu que les 56 événements puissent être dus aux rayons cosmiques.

2/ Les neutrons :

Nous avons vu, lors de la détermination de l'épaisseur du blindage, que 10 mètres de fer suffisaient pour réduire à 1% la contamination due aux neutrons venant de la cible. En fait, avec un mur de 13,5 mètres, nous devons obtenir pour la totalité de l'expérience moins de 10^{-4} événements produits par des neutrons provenant de la cible. L'importance du problème justifie cependant une vérification expérimentale directe de ce point. Si nous supposons que le calcul précédent est erroné, et qu'en réalité une certaine proportion des événements peut être due à des neutrons provenant de la cible, nous pouvons délibérément accroître cette proportion en diminuant l'épaisseur du blindage.

Dans la pratique nous avons supprimé 1,20 mètres de fer et nous avons utilisé 3×10^{16} protons pour effectuer ce contrôle. En nous basant sur la fréquence des événements obtenus au cours de l'expérience nous aurions dû enregistrer 4 événements. Toute contribution due à des neutrons est multipliée par un facteur $e^5 \approx 150$ au cours de l'opération de contrôle ; comme nous avons observé deux événements seulement, nous pouvons conclure que les événements ne sont pas produits par des neutrons venant de la cible. Un argument supplémentaire est fourni par la distribution des origines des événements dans la chambre. En effet, si des neutrons venant de la cible produisaient les événements, l'atténuation due à l'interaction nucléaire aurait pour conséquence que 60% des neutrons interagiraient dans les 14 premières plaques, 24% dans les 14 plaques suivantes et ainsi de suite, la distribution représentée par la figure (31) ne montre aucun signe de cette atténuation, si on laisse de côté le dernier élément de chambre pour lequel le critère de sélection en énergie joue un rôle déterminant.

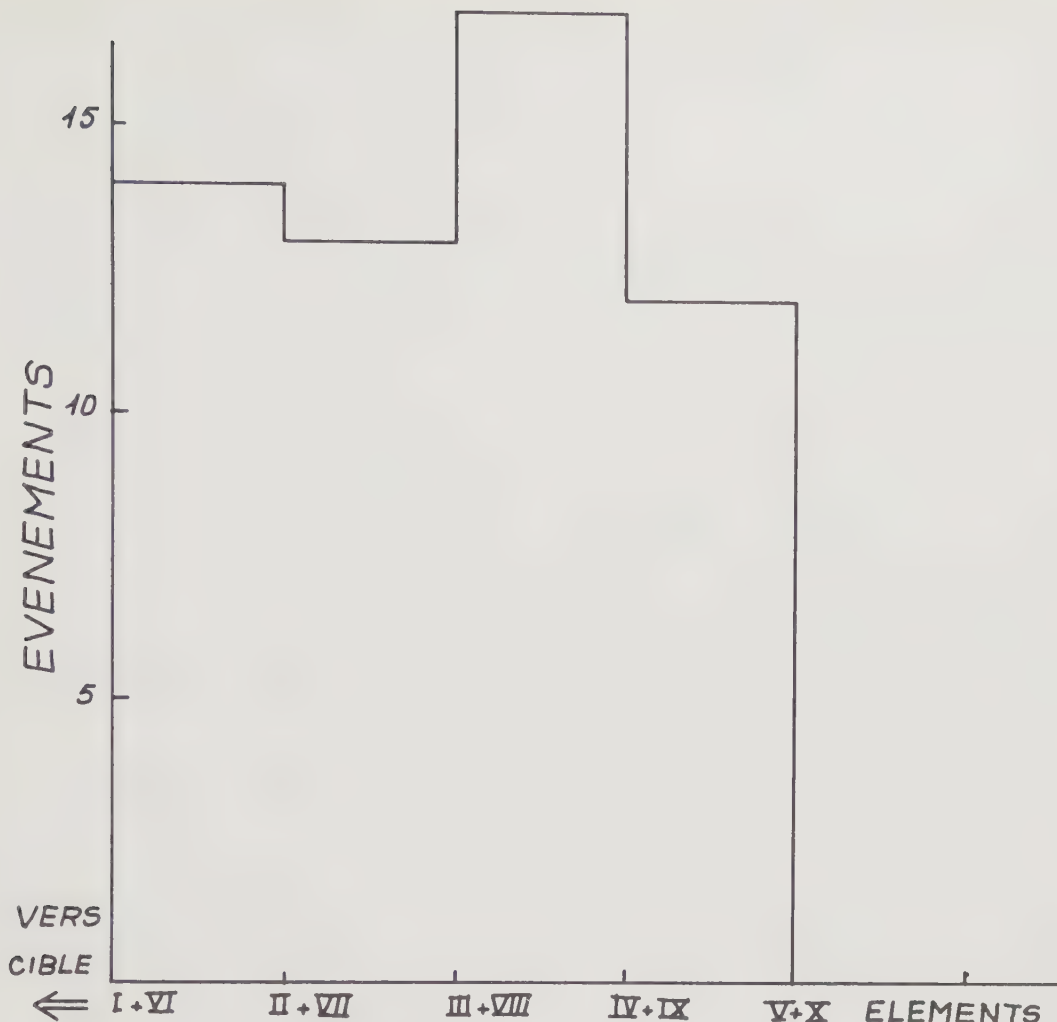


Fig. 31

Des neutrons provenant de sources autres que la cible pénétreraient latéralement dans le détecteur ; la certitude que les traces courtes comportaient dans la première partie de l'expérience une proportion importante d'événements produits par des neutrons nous a amené à laisser de côté les traces de la catégorie 1.

Il est donc à craindre que les événements des catégories 2 et 3 contiennent des contributions appréciables dues à ces neutrons, pour examiner ce problème nous considérerons les deux distributions angulaires en projection horizontale et verticale des événements de la catégorie 2 (fig. 30). Toute contribution notable de neutrons s'infiltrant latéralement à travers le mur de protection devrait se traduire par une asymétrie marquée dans au moins une de ces distributions, les traces secondaires conservant en moyenne la direction des neutrons incidents. On constate que les événements sont en fait distribués autour de la direction moyenne du faisceau de neutrinos, sans asymétrie notable autre que celle due aux rayons cosmiques parasites. Si donc il n'est pas exclu que certains événements puissent être produits par des neutrons latéraux, la discussion précédente nous amène à conclure que la majorité des événements proviennent d'interactions de particules venant de la cible.

3/ Origine des événements

Jusqu'à présent dans ce paragraphe, nous avons éliminé successivement les deux seules sources de bruit de fond qui auraient pu expliquer l'existence des événements s'ils n'étaient pas produits par les neutrinos. Il nous reste maintenant à fournir une preuve directe du fait que les événements sont obtenus par interaction des neutrinos. Cette démonstration a été réalisée de la façon suivante : l'épaisseur du mur frontal de protection a été diminuée de 1,20 m ; un bloc de plomb d'épaisseur

équivalente a été construit aussi près que possible de la cible (1,80 m). Ainsi entre le détecteur et la cible se trouve la même quantité de matériau, mesurée en nombre de libres parcours moyens nucléaires, que dans l'expérience principale.

Dans ces conditions les mésons π et K auront la possibilité de se désintégrer sur une distance environ 10 fois plus courte que lors de l'expérience proprement dite, et le flux de neutrinos sera donc divisé par ce facteur.

Nous avons utilisé $8,6 \times 10^{16}$ protons au cours de ce contrôle et observé 4 événements. Après déduction de la contribution des rayons cosmiques (1,5 événements) nous obtenons une fréquence d'événements de $0,3 \pm 0,2$ par 10^{16} protons accélérés, à comparer aux $1,46 \pm 0,2/10^{16}$ protons de l'expérience principale. Ce résultat montre que la production des événements est directement liée au flux des neutrinos qui traversent le détecteur. La table IV résume les résultats obtenus pour les fréquences des événements des catégories 2 et 3 au cours des diverses phases de l'expérience.

TABLE IV

Expérience	Nbre de protons utilisés (10^{16})	Nombre d'événements	Contributions des rayons cosmiques	Fréquence/ 10^{16} protons
Principale	34,8	56	55	1,46
Complémentaire (1)	3,0	2	0,5	0,5
Complémentaire (2)	8,6	4	1,5	0,3

Complémentaire (1) : 1,20 m de fer retiré du mur de protection frontal

Complémentaire (2) : Comme ci-dessus, mais avec le bloc de plomb à proximité de la cible.

En conclusion, nous pensons avoir clairement établi dans ce paragraphe que la majorité des événements observés sont produits par des neutrinos. Dans le paragraphe suivant nous apporterons une justification supplémentaire à cette conclusion par l'étude de la nature des traces longues de la catégorie 2.

III - EXISTENCE DE DEUX NEUTRINOS ET REGLES DE SELECTION

Nous avons vu au chapitre I comment la présence dans la nature de deux types de neutrinos imposerait en sus des lois classiques de conservation, de nouvelles règles de sélection pour les réactions comportant des leptons. Nous avons aussi montré que ces règles auraient dans le cadre de notre expérience des conséquences précises en ce qui concerne la nature des leptons produits par interaction de neutrinos provenant de la désintégration de mésons π et K. Nous consacrerons ce paragraphe à la comparaison des résultats expérimentaux aux diverses possibilités théoriques, nous examinerons dans ce but les diverses catégories de traces simples (catégorie 1, 2 et 4)

1/ Nature des traces dans les événements des catégories (1) et (2) :

Nous prendrons la liberté, pour donner plus de clarté à notre démonstration, d'examiner d'abord uniquement les événements de ce type obtenus au cours de la seconde moitié de l'expérience ; en effet, comme nous l'avons vu, la présence d'un fond de neutrons de faible énergie rend la situation plus complexe pour la première partie de l'expérience.

Les traces obtenues au cours de la seconde partie présentent les caractéristiques suivantes :

- a) L'épaisseur totale d'aluminium traversé est de 820 centimètres.
- b) Aucune trace ne présente de déviation incompatible avec une diffusion multiple normale des particules.
- c) Aucune trace ne produit de diffusion nucléaire visible.
- d) Cinq traces s'arrêtent dans la chambre ; aucun phénomène secondaire (recul nucléaire produit par un neutron ou conversion d'un rayon gamma) ne permet d'attribuer sans discussion ces arrêts à des réactions d'échange de charge de mésons π .

Une expérience complémentaire effectuée au cosmotron avec deux éléments de chambre identiques à ceux utilisés au cours de l'expérience nous a montré qu'un méson π de 400 MeV/c traverse en moyenne 100 cm d'aluminium avant de donner une interaction nucléaire évidente. Une interaction est évidente dans les deux cas suivants :

- C'est une diffusion dans laquelle l'angle de déviation est supérieur à 10 degrés.

- Une réaction d'échange de charge est suivie d'un phénomène secondaire visible dans la chambre.

Nous aurions donc dû observer 8 interactions nucléaires évidentes des traces simples au cours de cette seconde partie de l'expérience, nous n'en avons obtenu aucune.

Nous pouvons aussi considérer le problème sous un autre angle ; Nous avons mesuré au cours de l'expérience complémentaire décrite ci dessus le rapport $\frac{\pi^- + \text{Aluminium} \rightarrow \text{produits chargés}}{\pi^- + \text{Aluminium} \rightarrow \text{produits neutres}}$; avec une précision de dix pour cent ce rapport est égal à 2 (1). Supposons que les cinq traces (d) qui se terminent dans la chambre soient des mésons π^- qui interagissent avec l'aluminium pour donner des particules neutres ; nous aurions dû dans ce cas obtenir 10 interactions nucléaires de mésons π^- donnant des produits chargés, nous n'avons observé aucune interaction de ce type. Il ne fait d'ailleurs aucun doute que certains des secondaires produits dans les interactions de neutrinos peuvent avoir des impulsions suffisamment faibles pour s'arrêter dans la chambre.

Ces résultats nous amènent à une première conclusion : dans la deuxième moitié de l'expérience les traces des catégories (1) et (2) sont produites par des particules interagissant faiblement avec la matière, les muons. Nous examinerons maintenant les résultats de la première partie de l'expérience. Nous prendrons en considération uniquement les traces longues de la catégorie (2) pour les motifs évoqués plus haut ; comme nous utiliserons dans la suite de la discussion ces traces, nous devons nous assurer qu'elles ne contiennent pas un trop grand pourcentage d'événements dûs au fond de neutrons.

Nous donnons dans la table (V) les divers éléments permettant de comparer les événements de la catégorie (2) obtenus au cours des deux parties de l'expérience.

	Première partie	Deuxième partie
Intensités	$1,78 \times 10^{17}$	$1,7 \times 10^{17}$
Evénements	21	13
Diffusions	1 double diffusion	0
Traces s'arrêtant	5	2
Longueur d'Aluminium	950 cm	760 cm
Impulsions	$0,96 \times 10^6$	$0,64 \times 10^6$

Ce tableau montre que les fréquences des événements de la catégorie 2 n'ont pas des valeurs incompatibles au cours des deux parties de l'expérience, si l'on admet une variation d'un écart probable de chacun des nombres d'événements. Il faut cependant remarquer que le nombre plus important d'événements et la présence d'une trace diffusant deux fois pouvant être interprétée comme un méson π de 400 MeV environ, suggèrent que certains événements sont dus aux neutrons dans la première partie de l'expérience. Nous pouvons évaluer quelle proportion représente cette contamination ; si nous nous basons sur le libre parcours de 100 centimètres d'aluminium que nous avons

(1) Cette valeur est parfaitement compatible avec les résultats de l'analyse phénoménologique de la diffusion π^- sur les noyaux complexes [39] et avec la valeur prédite par le modèle isobarique.

défini ci-dessus, la présence de deux diffusions nous amène à estimer à 20% environ ⁽¹⁾ la proportion des événements dus aux neutrons dans cette première partie de l'expérience. Les distributions angulaires globales des événements de la catégorie 2, qui montrent que les traces sont distribuées autour de la direction moyenne du faisceau, indiquent que cette évaluation semble raisonnable ; en effet une plus grande proportion se traduirait par l'apparition d'asymétries dans ces distributions, les neutrons parasites entrant latéralement dans le détecteur. De plus si l'on applique une correction de 20% au nombre d'événements obtenu au cours de la première moitié de l'expérience, on obtient une fréquence d'événements très voisine de celle de la deuxième partie.

Nous pouvons donc conclure cette discussion en affirmant que après déduction des cinq événements dus aux rayons cosmiques, les traces de la catégorie 2 obtenues au cours de la totalité de l'expérience sont en majorité (90% environ) des traces de muons provenant de l'interaction des neutrons.

2/ Événements du type "électron"

Comme nous l'avons déjà indiqué, nous ne discuterons que les six événements les plus énergétiques parmi les huit que comporte cette catégorie. Nous avons établi au chapitre II des courbes théoriques donnant les probabilités de détection des électrons dans la chambre en fonction de leur énergie. Nous devons maintenant obtenir par une expérience de calibration un moyen de déterminer l'énergie d'une trace d'électron et une mesure directe de la probabilité de détection.

Cette expérience a été réalisée au Cosmotron en exposant deux éléments de chambre dans un faisceau d'électrons d'énergie variable ; la sélection des électrons parmi les autres particules du faisceau est effectuée électroniquement par un compteur Cerenkov à gaz. Des séries de photographies ont été prises pour diverses énergies des électrons ; parmi les quantités accessibles à la mesure, le nombre total d'étincelles observé pour une trace semble permettre une bonne définition de l'énergie de l'électron. La valeur moyenne de ce nombre varie pratiquement d'une manière linéaire en fonction de l'énergie des électrons jusqu'à 400 MeV. Pour des énergies plus élevées, les gerbes produites deviennent trop importantes pour que nous puissions effectuer une calibration avec les deux éléments de chambre utilisés.

Nous pouvons aussi déterminer l'efficacité du déclenchement de la chambre pour les électrons, cette efficacité varie rapidement avec l'énergie : elle devient faible dès que l'électron a un parcours moyen inférieur à un élément de chambre (250 MeV/c environ), et elle atteint des valeurs voisines de 1 pour des électrons d'énergie supérieure à 500 ou 600 MeV/c. Nous déterminerons l'efficacité pour les électrons de 400 MeV/c, impulsion inférieure à la moyenne des impulsions des muons de la catégorie 2. Pour déclencher la chambre un électron de la gerbe doit traverser une paire de compteurs séparés par deux centimètres d'aluminium. Nous calculerons l'efficacité en supposant que chaque plaque sur le trajet de la gerbe est tour à tour remplacée par la paire de compteurs ; l'efficacité sera définie par la valeur du rapport du nombre de positions où une étincelle est produite de chaque côté de la plaque considérée, preuve qu'une particule ionisante a traversé la plaque, au nombre total de positions possibles. Nous avons trouvé, dans ces conditions, que la probabilité pour des électrons de 400 MeV/c de déclencher la chambre est de 67%.

Les figures (32) et (33) illustrent la différence qui existe entre l'aspect des traces produites par des électrons de 400 MeV/c et quelques uns des événements de la catégorie 2. Dans la figure (34), nous avons représenté les distributions du nombre d'étincelles par trace pour diverses énergies d'électrons ; sur la figure (34), nous avons porté la distribution du nombre d'étincelles des électrons de 400 MeV/c, normalisée à $29 \times \frac{2}{3}$ événements pour la suite de la discussion, et les six événements de type électron.

Cette étude nous montre d'une part que si dans l'expérience nous avons produit des électrons de 400 MeV/c ou plus, notre système de déclenchement nous aurait permis de détecter au moins les deux tiers d'entre eux, d'autre part les six événements retenus ont d'après notre calibration des énergies nettement inférieures à 400 MeV/c. Il est important de rappeler ici que les huit électrons ont tous été obtenus au cours de la première partie de l'expérience ; il est donc fort possible que certains de ces événements soient en fait des étoiles de neutron.

(1) Cette proportion est définie de la manière suivante : Si N est le nombre d'événements dus aux interactions des neutrons, le parcours moyen d'une trace étant $950/21 \approx 50$ cm d'aluminium, la probabilité d'interaction des secondaires est $(1 - e^{-50/100})$. Comme nous avons observé deux interactions, N est égal à $2/(1 - e^{-50/100})$, soit environ 20% du nombre total de traces de la catégorie 2 obtenues au cours de la première partie de l'expérience.

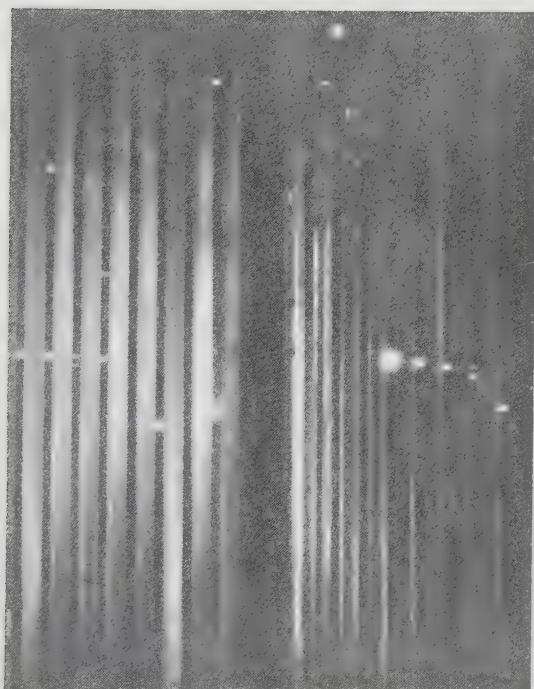
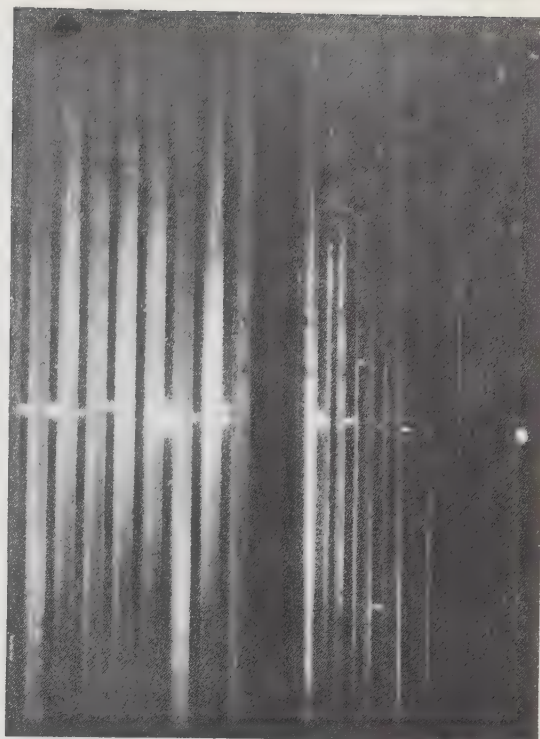
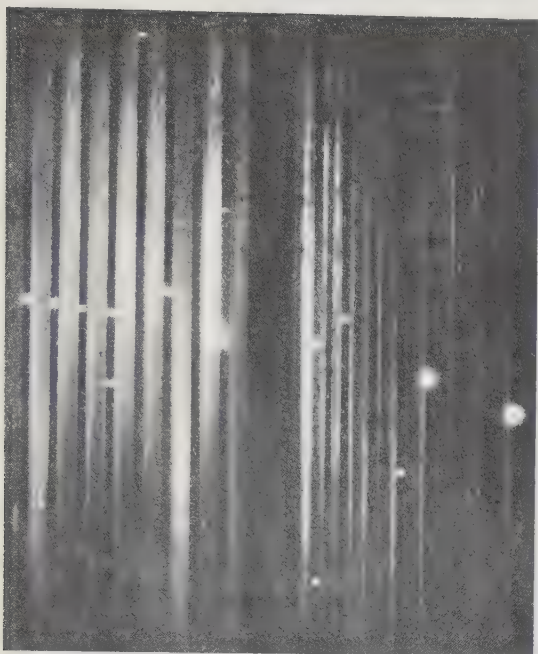


Fig. 32

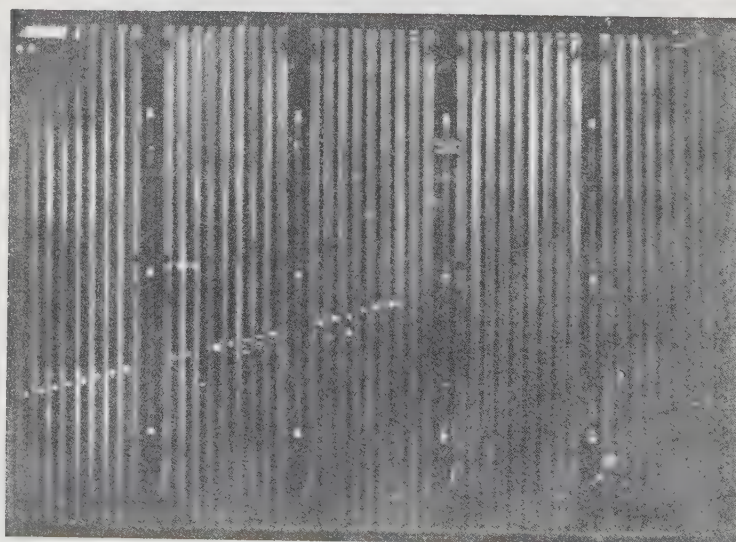
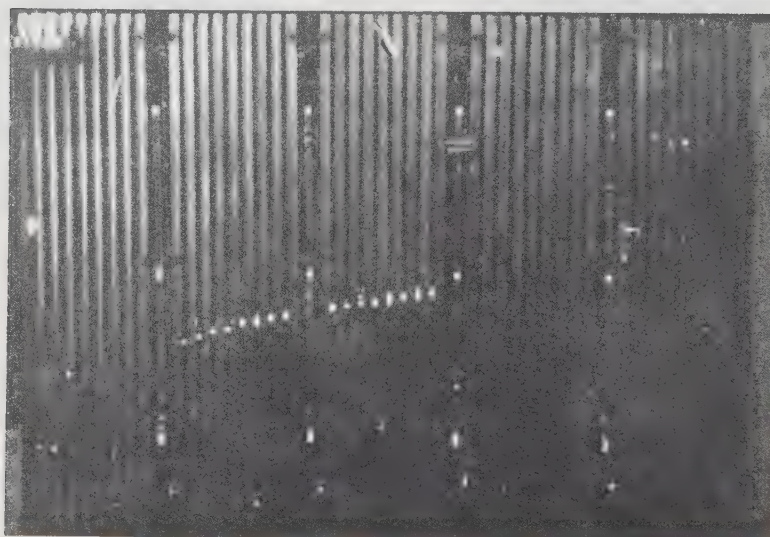
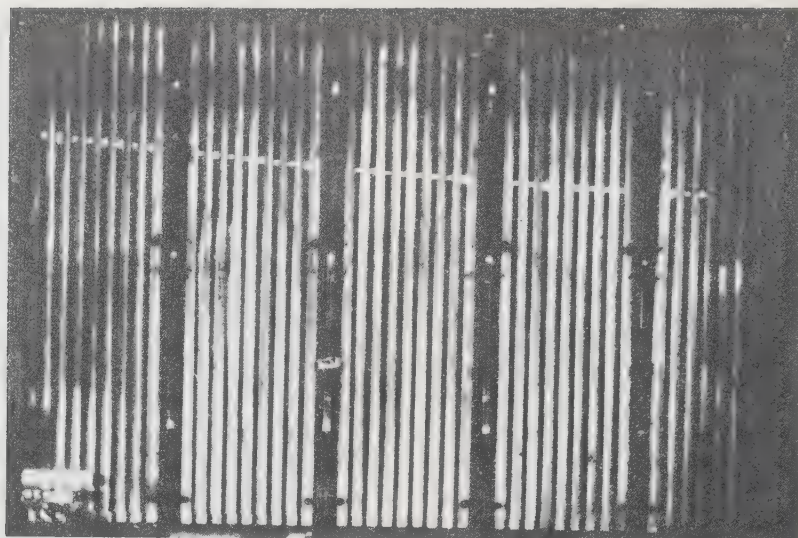
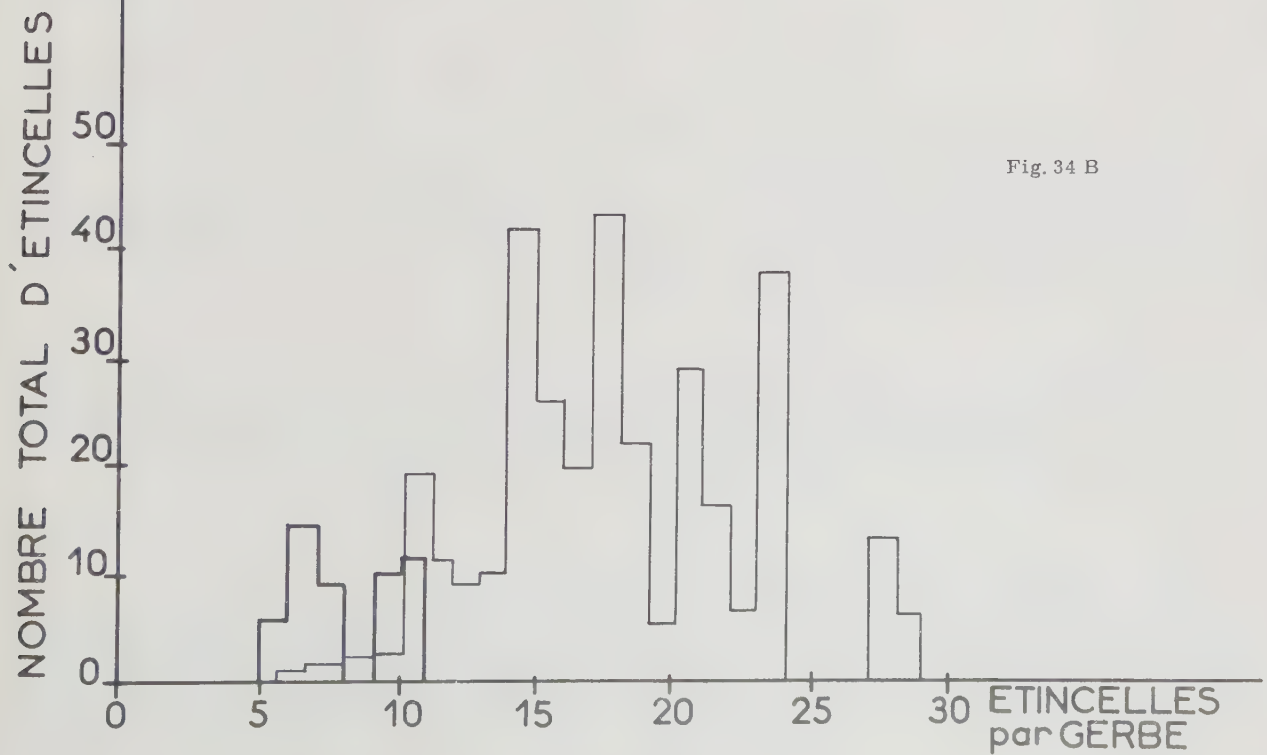
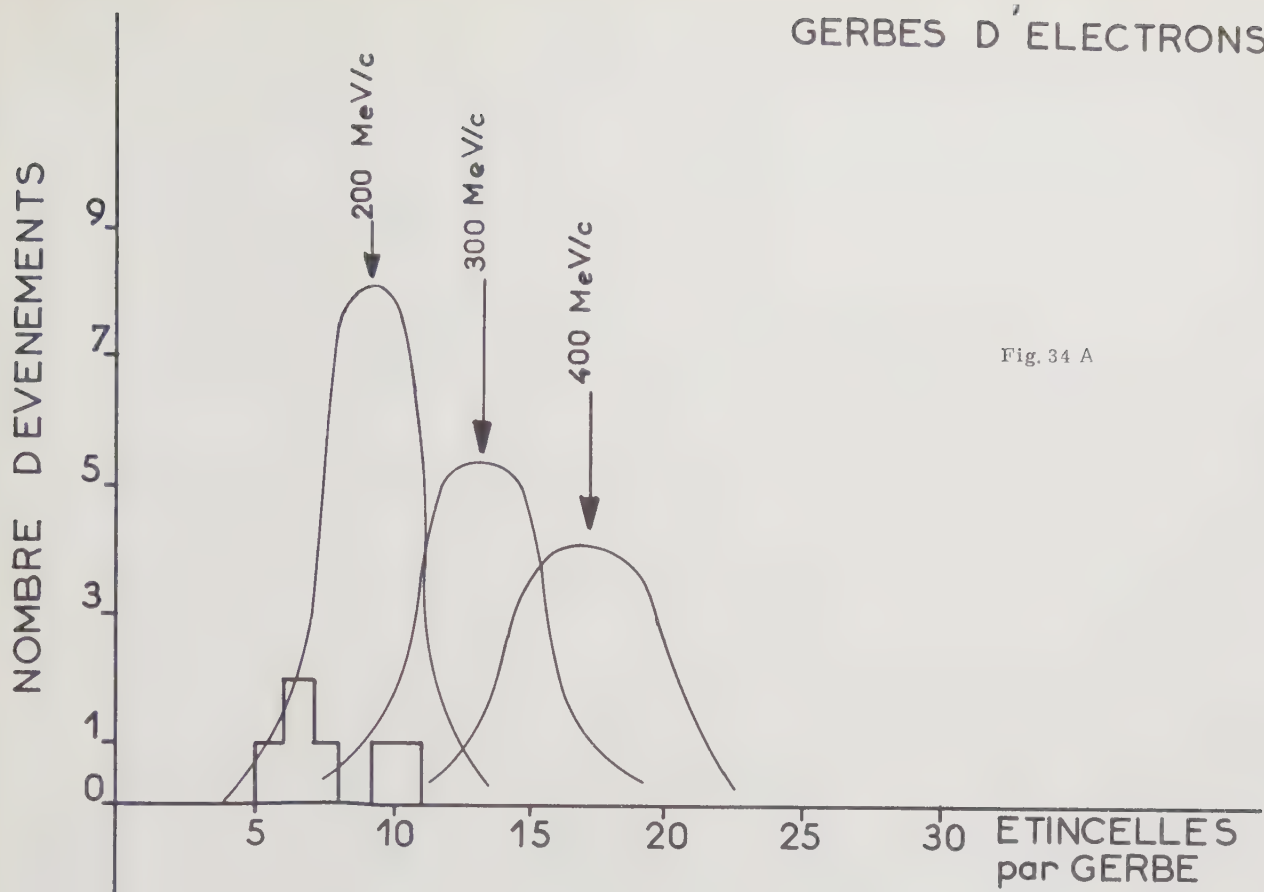


Fig. 33



3/ Conséquences théoriques

Les deux hypothèses admises jusqu'à présent :

- a) Universalité des interactions faibles
- b) Existence d'un seul type de neutrino

ont pour conséquence une production en nombres équivalents des électrons et des muons dans les interactions de neutrinos.

Nous aurions donc dû produire environ 29 événements du type électron correspondant aux événements de la catégorie 2 après déduction des 5 rayons cosmiques parasites. La détermination de l'efficacité du déclenchement de la chambre pour des électrons de 400 MeV/c que nous avons effectuée, nous permet d'affirmer que nous aurions dû observer au moins les deux tiers de ces événements ; la table VI donne la distribution en énergie des événements de la catégorie 2.

TABLE VI

P_{μ} (MeV/c)	> 300	> 400	> 500	> 600	> 700
Nombre d'événements	34	19	8	3	2

Il est clair que les six événements représentés sur la figure (34) en admettant que tous soient des électrons sont en trop petit nombre et ont des énergies trop faibles pour fournir la contrepartie électronique des événements à muons. Les résultats expérimentaux ne sont donc pas compatibles avec la prédiction théorique correspondant aux hypothèses (a) et (b), mais il suffit d'abandonner l'une ou l'autre de ces conditions pour lever la contradiction. L'identité des couplages électron-neutrino et muon-neutrino est remarquablement vérifiée pour des moments de transfert inférieurs à 100 MeV, comme nous l'avons rappelé au chapitre I ; pour rendre compte des résultats expérimentaux que nous avons présentés il faudrait admettre que le couplage électron-neutrino devient beaucoup plus faible que le couplage muon-neutrino pour des moments de transfert de quelques centaines de MeV. Cette éventualité ne peut pas être écartée, mais la deuxième possibilité, l'existence dans la nature d'au moins deux types de neutrinos, semble plus raisonnable ; en effet, comme nous l'avons vu, l'hypothèse d'un seul neutrino n'a pas d'autre avantage, ni d'autre justification que la simplicité ; s'il existe deux types de neutrinos, non seulement les résultats de notre expérience reçoivent une explication satisfaisante, mais la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$ devenant dans ces conditions strictement interdite, le problème posé par l'absence expérimentale de cette réaction est aussi résolu.

De plus, comme nous l'avons écrit plus haut, nous avons à peu près autant de neutrinos que d'antineutrinos frappant le détecteur. Or le calcul théorique donne pour $(\sigma_{\nu} + \sigma_{\bar{\nu}})$ une somme de deux termes carrés, l'un faisant intervenir uniquement les facteurs de forme vectoriels, l'autre les facteurs de forme axial et pseudoscalaire, on peut donc donner une limite inférieure du nombre d'électrons et de positrons qui auraient dû être produits et observés avec nos critères, s'il existait un seul type de neutrino, *ceci sans utiliser l'universalité, c'est-à-dire sans faire intervenir aucune hypothèse de symétrie entre muons et électrons*. Cette limite est obtenue de la manière suivante : l'hypothèse du courant conservé permet de déterminer les facteurs de forme vectoriels à partir des expériences de diffusion électron nucléon ; comme d'autre part

$$\sigma_{\nu} + \sigma_{\bar{\nu}} = \sigma_{\text{vectoriel}} + \sigma_{\text{axial}} \geq \sigma_{\text{vectoriel}},$$

on obtient, en intégrant sur le spectre d'énergie des neutrinos utilisés pour l'expérience la partie vectorielle de la section efficace, une limite inférieure pour le nombre d'électrons et de positrons qui auraient dû être produits s'il existait un seul neutrino. Le calcul donne :

$$N_{\text{électrons}} \geq 12.$$

Ceci semble incompatible avec les résultats expérimentaux.

Nous admettrons pour la suite de la discussion qu'il existe deux types de neutrinos et nous confronterons les résultats expérimentaux avec l'hypothèse de permutation des neutrinos. Nous avons obtenu 5 à 6 événements dus aux neutrinos provenant de la désintégration $K_{\mu 2}$ d'après les calculs de flux effectués au chapitre III. D'autre part l'énergie moyenne des particules produites (électron ou muons) est de l'ordre 1,5 GeV ; l'efficacité du déclenchement de la chambre pour des électrons

de cette énergie est pratiquement de 100%. Si l'hypothèse de permutation des neutrinos était correcte, nous aurions donc dû observer 5 électrons parfaitement identifiables à cause de la grande énergie de la gerbe produite ; nous n'avons observé aucun événement de ce genre. La conclusion que nous pouvons tirer de ce résultat dépend de la valeur du rapport $R_{\text{total}}^K/R_{\text{total}}^\pi$ calculé au paragraphe III du chapitre III. Nous pouvons déterminer en fonction de ce rapport la probabilité d'observer au moins un événement produit par les neutrinos issus de la désintégration des mésons K ; les résultats sont donnés dans la table VII.

TABLE VII

$R_{\text{total}}^K/R_{\text{total}}^\pi$	32,5 %	25 %	17,5 %
Probabilité	99,9 %	99,3 %	98 %

Il est certain que ces probabilités doivent être considérées simplement comme une indication étant donné le petit nombre d'événements obtenus et l'imprécision des flux de mésons K ; nous pouvons néanmoins conclure de cette étude qu'il est très peu probable que l'hypothèse de permutation des neutrinos soit valable.

Il semble donc que dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos le nombre quantique muonique ne doit pas être relié à l'étrangeté. Par contre aucun résultat ne nous permet de savoir quelle est la loi de composition additive ou multiplicative, de ce nombre muonique.

IV - SECTIONS EFFICACES

1/ Sections efficaces des réactions $\nu + n \rightarrow p + \mu^-$ et $\bar{\nu} + p \rightarrow n + \mu^+$

Nous voulons comparer nos résultats expérimentaux aux valeurs théoriques ; il est d'abord nécessaire d'appliquer un certain nombre de corrections à ces valeurs. En utilisant les distributions angulaires calculées par Yamaguchi [12], on trouve que la limitation des angles à 60° élimine 25% des événements ; le principe de Pauli, comme nous l'avons vu au paragraphe IV du chapitre III abaisse de 15% les sections efficaces calculées ; enfin le poids effectif de la chambre est d'environ 5 tonnes d'aluminium (le volume fiduciaire supprime 2,5 tonnes, le critère $P_\mu > 300 \text{ MeV/c}$ élimine pratiquement tous les événements dont les origines se trouvent dans les derniers éléments des deux rangées).

Dans ces conditions on obtient les valeurs théoriques corrigées :

- neutrinos fournis par les mésons π : 0,60 événements/ 10^{16} protons
- neutrinos fournis par les mésons K : 0,15 événements/ 10^{16} protons

Soit un total de : 0,75 événements/ 10^{16} protons

On peut estimer à 30% environ l'erreur due à l'imprécision des différentes corrections et surtout des flux de mésons π et K. Les 29 "vrais" événements de la catégorie 2 nous donnent la valeur observée de :

$$\underline{0,84 \pm 0,16 \text{ événements}/10^{16} \text{ protons}}$$

L'accord entre ces deux valeurs, s'il n'est pas très significatif à cause des erreurs ; montre cependant que les corrections à l'interaction de Fermi, dues à une non-localité possible ne sont pas très importantes pour des moments de transfert de quelques centaines de MeV.

2/ Sections efficaces "inélastiques" et Boson intermédiaire.

Nous considérerons maintenant les événements de la catégorie 3. La fréquence observée de ces événements est

$$\underline{0,63 \pm 0,14 \text{ événements}/10^{16} \text{ protons}}$$

Parmi ces vingt deux événements se trouvent sans aucun doute une majorité d'interactions de neutrinos produisant, en plus d'un muon, des mésons π . Nous avons vu au chapitre I paragraphe V que cette section efficace de production pouvait être du même ordre de grandeur que la section efficace "élastique" et le manque d'information détaillée sur ces événements inélastique ne nous permet pas de discuter leur répartition entre les différentes réactions possibles.

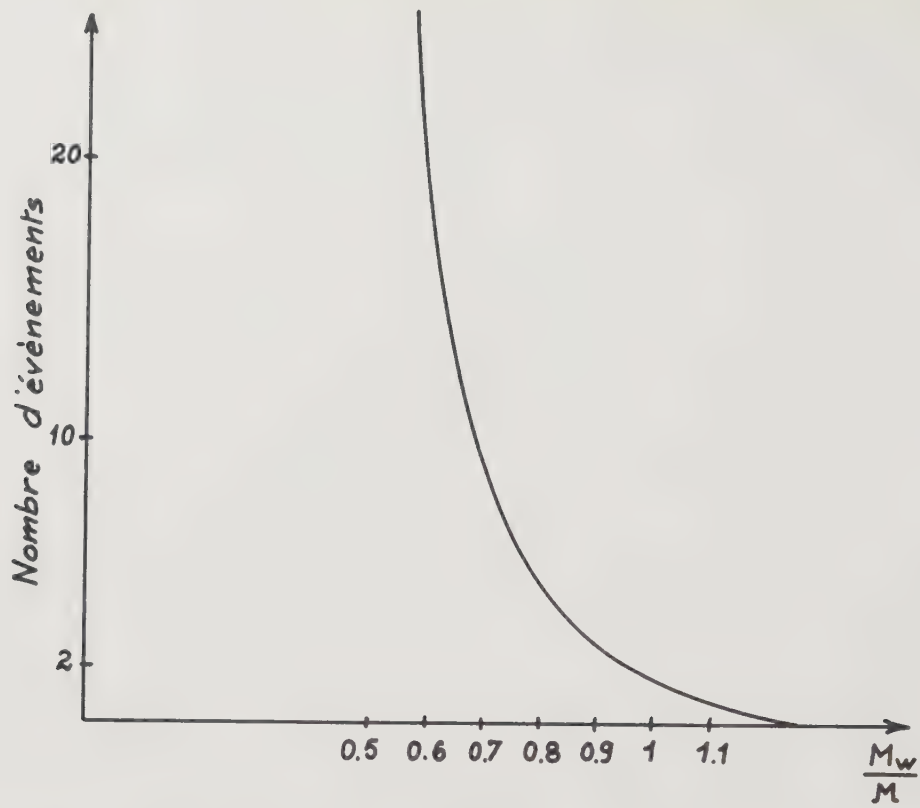


Fig. 35

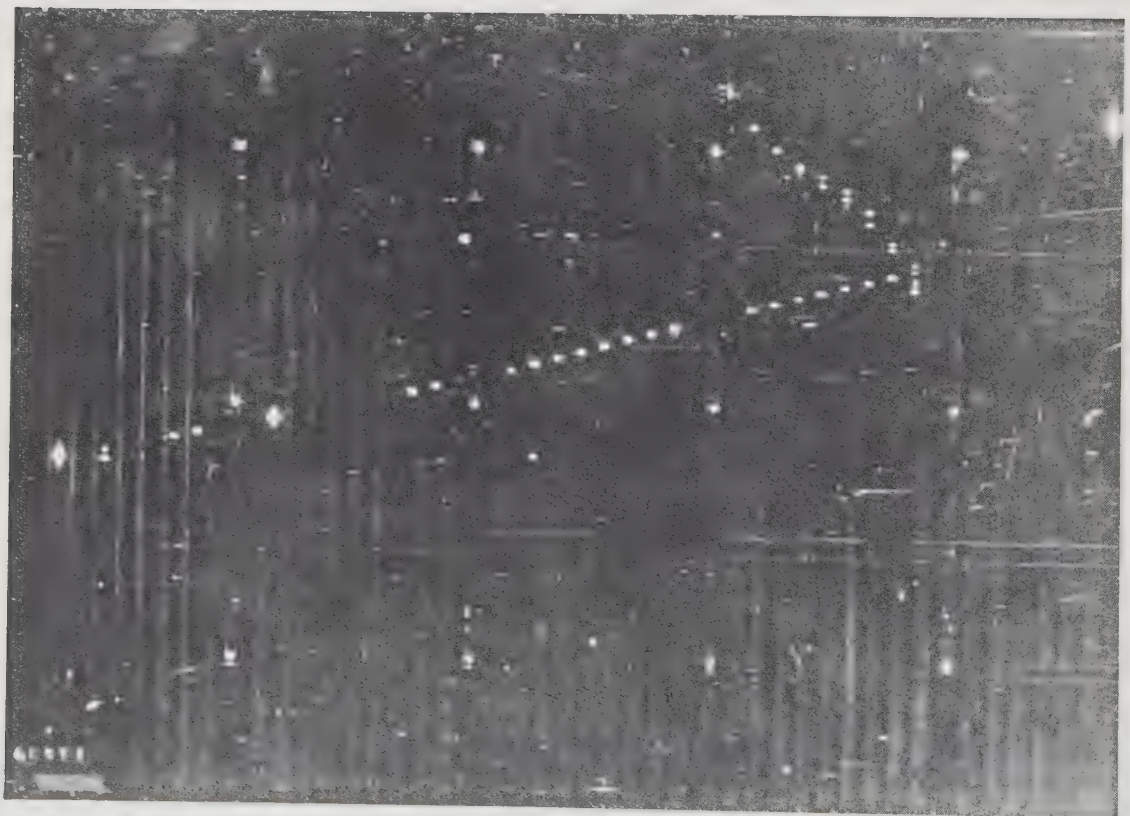


Fig. 36

Certains de ces événements pourraient correspondre à la production d'un boson intermédiaire. La figure (35) montre en fonction de la masse du boson, combien, d'événements de ce type nous aurions pu observer au cours de l'expérience. En fait parmi les événements à traces multiples, cinq sont compatibles avec la production d'un boson intermédiaire ; quatre d'entre eux peuvent aussi être interprétés comme des productions multiples de mésons π . Le cinquième représenté par la figure (36) comporte un électron et un méson π qui semblent provenir d'un même apex ; ce pourrait être un exemple de la désintégration $W^+ \rightarrow e^+ + \nu$ ($\bar{\nu}$) du boson intermédiaire. La seule autre explication que nous ayons pu trouver pour cet événement est la suivante : un méson π neutre est produit en même temps que le muon ; un des rayons gamma du π^0 se convertit dans la plaque même où à eu lieu l'interaction ; aucun signe visible de l'autre γ n'est observé dans la chambre.

Cette expérience ne permet donc pas de prouver l'existence du boson intermédiaire, elle laisse cependant supposer que sa masse doit être au minimum de 700 MeV environ étant donné le petit nombre d'événements observés compatibles avec la production d'un boson.

CONCLUSION

Les résultats expérimentaux que nous avons exposés au cours de cette thèse conduisent aux conclusions suivantes :

1/ Les neutrinos et les antineutrinos issus de la désintégration des méson $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu (\bar{\nu})$ produisent lors de leurs collisions "élastiques" avec des nucléons uniquement des muons. L'explication la plus naturelle et la seule qui préserve l'universalité est d'admettre qu'il existe deux types de neutrinos l'un associé au muon : ν_{μ} , l'autre à l'électron : ν_e . De plus l'existence de deux types de neutrinos interdit la désintégration $\mu \rightarrow e + \gamma$ qui n'est pas observée même avec un rapport de branchement 10^{-4} fois plus faible que celui prédit par la théorie.

2/ Les neutrinos et les antineutrinos produits dans les désintégrations $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu (\bar{\nu})$ ne donnent aucun électron ou positron par interaction avec les nucléons. Si les couplages (μ, ν_{μ}) et (e, ν_e) valables pour les désintégrations de particules à l'étrangeté nulle devenaient (μ, ν_e) et (e, ν_{μ}) pour les désintégrations des particules étranges, comme l'ont proposé indépendamment Bludman d'une part et Feinberg, Gursey et Pais d'autre part, nous aurions dû produire avec les neutrinos issus des désintégrations $K_{\mu 2} \sim 6$ électrons parfaitement identifiables nous n'en avons observé aucun et nous concluons que l'hypothèse de "permutation des neutrinos" est de ce fait pratiquement exclue.

3/ Les sections efficaces des réactions

$$\begin{aligned}\nu_{\mu} + n &\rightarrow p + \mu^{-} \\ \bar{\nu}_{\mu} + p &\rightarrow n + \mu^{+}\end{aligned}$$

sont en bon accord avec les prévisions théoriques, ceci indique que le couplage de Fermi constitue une description correcte de ces interactions pour un moment de transfert moyen de 350 MeV/c. Les sections efficaces pour les réactions "inélastiques" (avec production d'un ou de plusieurs mésons en plus du nucléon et du muon) sont du même ordre que les sections efficaces pour les processus "élastiques" à ce moment de transfert moyen (29 événements "élastiques" - 22 événements "inélastiques").

Nous avons vu que les règles de sélection que l'on peut imaginer dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos sont de natures très variées ; nous avons cité les lois de composition additive et multiplicative pour le nombre muonique. L'expérience ne nous permet pas de déterminer la nature et l'origine de ce nouveau nombre quantique ; nous avons cependant montré qu'il ne semble pas exister de relation entre le nombre muonique et l'étrangeté. Nous voulons indiquer enfin une possibilité, suggérée par différents théoriciens, de regrouper, les deux types de neutrinos à deux composantes en un quadruplet. Cet arrangement demande que l'on modifie les attributions de nombre leptonique, le μ^{+} devenant un lepton et le μ^{-} un antilepton, ce qui est parfaitement possible. De plus, dans le cadre d'une telle théorie il est nécessaire que les neutrinos ν_{μ} et ν_e aient une même masse (1)

(1) Voir Appendice pour une étude plus détaillée de ce type de théorie.

L'expérience que nous avons analysée au cours de cette thèse constitue le premier pas dans un champ nouveau d'expérimentation : l'étude des interactions faibles à grand moment de transfert. Il ne fait pas de doute que les machines actuelles et les accélérateurs encore en projet permettront de parvenir à une connaissance détaillée de ce domaine. En particulier, une question fondamentale, parmi d'autres, reste posée à propos de l'existence d'un boson vecteur médiateur des interactions faibles, qui jouerait un rôle analogue au méson π dans les interactions fortes et au photon dans les interactions électromagnétiques. C'est surtout pour essayer de donner une réponse à cette dernière question que deux nouvelles expériences sont en préparation au CERN et à Brookhaven.

APPENDICE

NOMBRE LEPTONIQUE, NOMBRE MUONIQUE ET GROUPE DE PAULI-GURSEY ⁽¹⁾

Le formalisme du neutrino à deux composantes de Lee et Yang identifie le nombre leptonique à la chiralité du lepton. Ceci conduit, en tenant compte des résultats de l'expérience que nous avons discutée, à la classification suivante.

$$\begin{array}{ll} \text{LEPTONS} & \mu^-, e^-, \nu_e, \nu_\mu \text{ (chiralité} = +1) \\ \text{ANTILEPTONS} & \mu^+, e^+, \bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu \text{ (chiralité} = -1) \end{array}$$

De plus nous avons été amenés à introduire un nouveau nombre quantique *le nombre muonique* qui permet de distinguer ν_μ de ν_e . Nous avons donné, dans le cas d'une loi de composition additive, un exemple des valeurs possibles de ce nombre muonique N_μ (chapitre I, § III) ; nous avons aussi mentionné que n'importe quelle combinaison linéaire du nombre leptonique L et de N_μ pourrait être choisie comme nombre muonique ; nous pouvons prendre par exemple :

$$N'_\mu = -2 N_\mu + L$$

Dans ces conditions, nous obtenons les deux classes suivantes :

$$\begin{array}{ll} N'_\mu = +1 & \mu^+, e^-, \nu_e, \bar{\nu}_\mu \\ N'_\mu = -1 & \mu^-, e^+, \bar{\nu}_e, \nu_\mu \end{array}$$

Si les masses des deux neutrinos sont *strictement égales à zéro*, la définition que nous avons adoptée pour le nombre leptonique est parfaitement arbitraire, en effet Pauli a démontré que pour un neutrino de masse nulle toutes les équations du neutrino libre sont invariantes pour le groupe de transformations canoniques :

$$\psi_\nu(x) \longrightarrow \psi'_\nu(x) = a \psi_\nu(x) + b \gamma_5 \psi_\nu^{(c)}(x)$$

avec $|a|^2 + |b|^2 = 1$

$$\psi_\nu^{(c)}(x) \text{ champ conjugué de charge de } \psi_\nu(x)$$

Cette transformation permet de passer d'un état de nombre leptonique donné à un mélange d'états de nombres leptoniques opposés. L'ambiguïté résultante de la notion de nombre leptonique amène à choisir une nouvelle définition pour la conservation des leptons :

Une théorie des interactions faibles conservera les leptons si l'hamiltonien qui sert à la décrire peut se ramener par une transformation de Pauli-Gursey à l'hamiltonien classique de la théorie des interactions faibles :

$$H = \sum_{i=A,V,S,T,P} J_i \bar{\psi}_e (C_i + C_i' \gamma_5) \psi_\nu + H.c$$

Supposons maintenant que nous abandonnions la condition : nombre leptonique = chiralité, et que nous désirions décrire les deux neutrinos à deux composantes par un seul champ à quatre composantes. Nous disposons donc de deux nombres quantiques indépendamment conservés, la chi-

(1) W. PAULI Nuovo Cimento 6, 204 (1957)

G. FEINBERG et F. GURSEY - Phys. Review 128, 378 (1962)

ralité et le nombre leptonique ; il existe une possibilité d'interdire aux neutrinos à hélicité négative émis en association avec un muon positif dans $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_- (\nu_\mu)$, de produire la réaction $\nu_- + n \rightarrow p + e^-$; cette possibilité consiste à donner à $\nu_- (\nu_\mu)$ et à e^- des nombres leptoniques différents. Dans ces conditions, si nous conservons à l'électron sa qualité de particule, nous avons les deux classes suivantes :

$$\begin{array}{ll} \text{LEPTONS} & \mu^+, e^-, \nu_- = \nu_e, \nu_+ = \bar{\nu}_\mu \\ \text{ANTILEPTONS} & \mu^-, e^+, (\bar{\nu})_+ = \bar{\nu}_e, (\bar{\nu})_- = \nu_\mu \end{array}$$

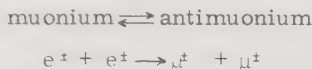
Nous constatons que le nouveau nombre leptonique Λ ainsi introduit est identique au nombre muonique N'_μ défini plus haut. On peut d'une manière plus formelle effectuer une transformation de Pauli-Gursey sur le neutrino à deux composantes ν_μ :

$$\psi'_{\nu_\mu}(x) = \gamma_5 \psi_{\nu_\mu}(x)$$

et construire un spineur à quatre composantes avec ν_e et ν_μ transformé ; on obtient ainsi les attributions de nombre leptonique Λ données ci-dessus (1). Dans le cas où les deux neutrinos ont une même masse nulle et où la loi de composition du nombre muonique est additive, nous avons une équivalence complète entre les deux formulations théoriques exposées ci-dessus. L'expérience que nous avons discutée rend nécessaire la conservation d'un second nombre quantique en sus de la chiralité ; qu'on appelle ce nombre N_μ ou Λ , nombre leptonique ou nombre muonique, est purement une question de convention.

Si dans l'avenir une expérience venait à prouver qu'au moins l'un des deux neutrinos a une masse non nulle, le problème deviendrait beaucoup plus complexe. La réunion des deux neutrinos en un seul spineur à quatre composantes exige que $m_{\nu_e} = m_{\nu_\mu}$, et un résultat expérimental contraire exclurait la possibilité de ce regroupement. Si par contre les valeurs expérimentales des deux masses sont compatibles entre elles, il existe, dans ce cas, des effets expérimentaux qui permettent en principe de séparer les deux formulations théoriques ; cependant comme ces effets, du second ordre par rapport aux interactions faibles, ont des sections efficaces multipliées par un facteur additionnel $\left(\frac{m_\nu}{E}\right)^2$, il semble peu probable qu'on parvienne à les détecter.

Il reste enfin la possibilité que le nombre muonique obéisse à une loi de composition multiplicative, ce qui exclurait la possibilité de regrouper les deux neutrinos et se traduirait par l'observation des réactions



1) Voir l'article de Feinberg et Gursey pour une démonstration plus complète de ce point.

RÉFÉRENCES

- [1] Pour la désintégration bêta - voir par exemple S.B. TREIMAN Les interactions faibles - Cours à l'Ecole des Houches 1960 (éditions Hermann - Paris) ou C.S. WU - "Le neutrino" dans "Theoretical physics in the twentieth century - A memorial volume to Wolfgang Pauli" (Interscience Publishers)
- Pour la capture des muons
 R. HILDEBRAND - Phys. Rev. Letters 8, 34 (1962) ;
 E. BLESER, L. LEDERMAN, J. ROSEN, J. ROTHBERG et E. ZAVATTINI - Phys. Rev. Letters 8, 288 (1962)
 E. BERTOLINI, A. CITRON, G. GIALANELLA, S. FOCARDI, A. MUKHIN, C. RUBBIA, S. SAPORETTI - Conférence internationale sur la physique des hautes énergies - Genève 1962 - page 420
- Pour les désintégrations $\pi \rightarrow \mu + \nu$ et $\pi \rightarrow e + \nu$
 T. FAZZINI, G. FIDECARO, A.W. MERRISON, H. PAUL et A.V. TOLLESTRUP - Phys. Rev. Letters 1, 247 (1958)
 G. IMPEDUGLIA, R. PLANO, A. PRODELL, N. SAMIOS, M. SCHWARTZ et J. STEINBERGER - Phys. Rev. Letters 1, 249 (1958)
 H.L. ANDERSON, T. FUJII, R.H. MILLER et L. TAU (Phys. Rev. Letters 2, 53 (1959)
- [2] L. MICHEL - Nature 163, 959 (1949) ; Proc. Phys. Soc. (London) A 63, 514 (1950) Phys. Rev. 86, 814 (1952) ; Progress in Cosmic Ray Physics p.41, (1952) ; Thèse - Université de Paris. (1953)
 L. MICHEL et C. BOUCHIAT - Phys. Rev. 106, 170 (1957) R. PLANO - Phys. Rev. 119, 1400 (1960)
- [3] T.D. LEE et C.N. YANG - Phys. Rev. 126, 2239 (1962)
- [4] R. HOFSTADTER - Revs. Modern Phys. 28, 214 (1956)
 R. HOFSTADTER, F. BUMILLER et M.R. YEARIAN - Revs. Modern Phys. 30, 482 (1958)
 R. HOFSTADTER, F. BUMILLER et M. CROISSIAUX - Proceedings of the Tenth Annual High Energy Conference - Rochester (1960) page 762.
 K. BERKELMAN, J.M. CASSELS, D.N. OLSON et R.R. WILSON - Proceedings of the Tenth Annual High Energy Conference page 757 (1960).
- [5] R.P. FEYNMAN et M. GELL MANN - Phys. Rev. 109, 193 (1958)
- [6] T.D. LEE et C.N. YANG - Phys. Rev. Letters 4, 307 (1960)
 N. CABIBBO et R. GATTO - Nuovo Cimento 15, 304 (1960)
 Y. YAMAGUCHI - Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 6, 1117 (1960)
- [7] F. REINES et C.L. COWAN - Phys. Rev. 113, 273 (1959)
- [8] G. FEINBERG - Phys. Rev. 110, 1482 (1958)
- [9] T.D. LEE - Proceedings of the Tenth Annual High Energy Conférence - Rochester (1960) page 567
 T.D. LEE et C.N. YANG - communication privée - Voir aussi référence 16.
- [10] D. BARTLETT, S. DEVONS et A. SACHS - Phys. Rev. Letters 8, 120 (1962) ; S. FRANKEL, J. HALPERN, L. HOLLOWAY, W. WALES, M. YEARIAN, O. CHAMBERLAIN, A. LEMONICK et F. PIPKIN, Phys. Rev. Letters 8, 123 (1962).
- [11] M.L. GOLDBERGER et S.B. TREIMAN - Phys. Rev. 111, 354 (1958)

- [12] Y. YAMAGUCHI - Rapport CERN 61-2.
- [13] K. NISHIJIMA - Phys. Rev. 108, 907 (1957) ;
J. SCHWINGER - Ann. Phys. 2, 407 (1957) ;
S. BLUDMAN - Nuovo Cimento 9, 433 (1957)
- [14] G. FEINBERG, P. KABIR, S. WEINBERG - Phys. Rev. Letters 3, 527 (1959) ; N. CABIBBO
et R. GATTO - Phys. Rev. Letters 5, 114 (1960) ; G. FEINBERG et S. WEINBERG - Phys.
Rev. Letters 6, 381 (1961) .
- [15] N.M. KROLL et W. WADA - Phys. Rev. 98, 1355 (1955)
- [16] S.A. BLUDMAN - Phys. Rev. 124, 947 (1961)
- [17] G. FEINBERG, F. GURSEY et A. PAIS - Phys. Rev. Letters 7, 208 (1961)
- [18] M. GELL MANN et A.H. ROSENFELD - Ann. Rev Nuclear Sci. 7, 407 (1957)
- [19] F. EISLER, J.M. GAILLARD, J. KEREN, M. SCHWARTZ, S. WOLF, - Phys. Rev. Letters 7,
136 (1961).
- [20] J.W. CRONIN et O.E. OVERSETH - Conférence de Genève sur la Physique de Haute Energie
(1962) page 453. Voir aussi le rapport de F.S. CRAWFORD à la même conférence.
- [21] A. GAMBA, R. MARSHAK et S. OKUBO - Nat. Accad. of Sci. (US) 45, 881 (1959)
- [22] T. OKABAYASHI, S. NAKAMURA et Y. NISIYAMA - Progr. Theoret. Phys. (Kyoto) 25, 701
(1961)
- [23] T.D. LEE et C.N. YANG - Phys. Rev. 119, 1410 (1960)
- [24] F. MULLER, R.W. BIRGE, W.B. FOWLER, R.H. GOOD, W. HIRSCH, R.P. MATSEN,
L. OSWALD, W.M. POWELL, H.S. WHITE et O. PICCIONI - Phys. Rev. 4, 418 (1960).
- [25] L.B. OKUN et B. PONTECORVO - J. Exptl. Theoret. Phys. 32, 1587 (1957)
- [26] J. BERNSTEIN et G. FEINBERG - Phys. Rev. 125, 1741 (1962)
- [27] T.D. LEE, P. MARKSTEIN, C.N. YANG - Phys. Rev. Letters 7, 429 (1961)
- [28] S.M. BERMAN - Proceedings of the International Conference on Theoretical aspects of very high
energy Phenomena - CERN 61-22.
J.S. BELL et S.M. BERMAN - Nuovo Cimento 25, 404 (1962)
- [29] P. DENNERY - Phys. Rev. 127, 664 (1962)
N. DOMBEY - Phys. Rev. 123, 653, (1962)
- [30] S. VAN der MEER - CERN 61-7 (1961) - T.B. NOVEY - Argonne National Laboratory - TBN
1 (1961)
- [31] S. LINDENBAUM - Ann. Rev. Nuclear Sci. 11, 213 (1961)
- [32] Pour la chambre à étincelles, en général voir : Rev. Sci. Instr. 32, 479 (1961)
J.M. GAILLARD - Onde Electrique - 42, 448 (1962).
- [33] B. ROSSI - High energy particles - Chapitre V page 214 et suivantes (Prentice Hall)
- [34] P. FRANZINI - Rev. Sci. Instr. 32, 1222 (1961)
- [35] C.T. COFFIN, R.L. GARWIN, S. PENMAN, L.M. LEDERMAN, A.M. SACHS - Phys. Rev.
109, 973 (1958)
- [36] W. BAKER, R.L. COOL, E.W. JENKINS, T.F. KYCIA, S.J. LINDENBAUM, W.A. LOVE,
D. LUERS, J.A. NIEDERER, S. OZAKI, A.L. READ, J.J. RUSSEL et L.C.L. YUAN - Phys,
Rev. Letters 7, 101 (1961).
- [37] J.V. BEHR et R. HAGEDORN - Rapport CERN 60-20 (1960)
- [38] S.M. BERMAN - Proceedings of the International Conférence on Theoretical aspects of very
high energy phenomena - page 9 - Rapport CERN 61-22.
- [39] M. GELL-MANN et K.M. WATSON - Ann. Rev. Nuclear. Sci. 4, 219 (1954)

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	5
CHAPITRE I : CONSIDERATIONS THEORIQUES	
I - Sections efficaces	7
II - Identité des neutrinos	10
III - Règles de sélection dans le cadre d'une théorie à deux neutrinos	14
IV - Boson intermédiaire	18
V - Production de mésons π dans les collisions neutrino-nucléon	21
CHAPITRE II : LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL	
I - Généralités	23
II - La chambre à étincelles	28
III - Electronique de déclenchement	34
CHAPITRE III : INTENSITES DE NEUTRINOS ET FREQUENCE DES EVENEMENTS	
I - Cinématique	41
II - Spectre des neutrinos provenant de la désintégration des mésons π	41
III - Spectre des neutrinos provenant de la désintégration des mésons K	47
IV - Effet du principe de Pauli	50
CHAPITRE IV : LES RESULTATS DE L'EXPERIENCE	
I - Classification des événements	53
II - Bruit de fond et origine des événements	56
III - Existence de deux neutrinos et règles de sélection	58
IV - Sections efficaces	65
CONCLUSIONS	69
APPENDICE	71
REFERENCES	73

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Vu et approuvé :
Paris, le 1 mars 1963
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

IMP. LOUIS-JEAN — GAP

Dépôt légal no 205 — 1963

